

H. NOTTEBOHM

## Das Rauschen einer Verstärkerstufe mit Spannungsgegenkopplung

DK 537.315.7:621.375.132:681.84.083.8

Die Tatsache, daß der elektrische Strom aus der Summe der Bewegungen seiner Ladungsträger, der Elektronen, besteht, gibt Anlaß zum Auftreten einer „Rauschspannung“ an den Enden eines elektrischen Leiters. Ihr mittleres Schwankungsquadrat ist wegen der Teilnahme der Elektronen an der ungeordneten Temperaturbewegung der absoluten Temperatur und außerdem dem ohmschen Widerstand des Leiters proportional.

Auch der Strom in Elektronenröhren weist statistische Schwankungen auf, was im wesentlichen auf drei Effekten beruht:

1. Die Elektronen treten in statistischer Folge mit unterschiedlicher Geschwindigkeit aus der Katode aus (Schrotheffekt).
2. Die Katodenoberfläche ist spontanen Änderungen unterworfen, was zu Schwankungen in der Emission Anlaß gibt (Funkeleffekt).
3. In Mehrgitterröhren ist die Verteilung des Elektronenstromes auf die einzelnen Gitter von der zufälligen Konstellation der Elektronen abhängig und somit ebenfalls Schwankungen unterworfen (Verteilungsrauschen).

Abgesehen vom Funkeleffekt liegt allen diesen Schwankungserscheinungen eine einfache Gaußsche Statistik zugrunde, weil die Elementarprozesse statistisch unabhängig voneinander verlaufen. Dies führt, wie im einzelnen nicht erläutert werden soll, zu dem gleichmäßigen Frequenzspektrum der auftretenden Rauschspannungen, das in allen Fällen nach oben hin durch den komplexen Belastungswiderstand der Leiteranordnung begrenzt wird.

Für die Schaltanordnung gemäß Abb. 1 ergibt dann die Theorie als meßbares mittleres Schwankungsquadrat der Spannung den Wert

$$u^2 = 4kT \cdot R \cdot \Delta f \quad (1)$$

Darin ist  $k$  die Boltzmannkonstante,  $T$  die abs. Temperatur,  $R$  der Widerstand in Ohm und  $\Delta f$  der Frequenzbereich in Hz.

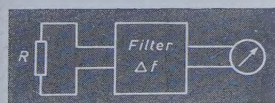


Abb. 1. Wird durch das Filter aus der an  $R$  auftretenden Rauschspannung der Frequenzbereich  $\Delta f$  herausgegriffen, so mißt man am Filterausgang einen Effektivwert der Rauschspannung von  $u^2 = 4kT \cdot R \cdot \Delta f$

Zur Beschreibung des Schrot- und Verteilungsrauschens von Elektronenröhren gibt man gewöhnlich einen äquivalenten Widerstand  $R_{\text{äq}}$  an, der, an das Gitter einer rauschfrei gedachten Röhre gelegt, die gleiche Rauschspannung erzeugt wie die Röhre, deren Rauschen beschrieben werden soll<sup>1)</sup>. Der Funkeleffekt läßt sich in dieses Schema nicht einordnen, da sein Frequenzspektrum mit abnehmender Frequenz in komplizierter Weise ansteigt.

### 1. Rauschen von Schaltanordnungen aus komplexen Widerständen und Elektronenröhren (Farbiges Rauschen)

Jeder ohmsche Widerstand  $R$  in einer Schaltanordnung läßt sich auffassen als ein Rauschgenerator mit dem inneren Widerstand  $R$  und der Leerlaufspannung nach Gleichung (1), der auf den Eingang eines durch die übrigen Schaltelemente gebildeten Vierpols arbeitet. Dieser Vierpol zusammen mit dem Innenwiderstand  $R$  wird durch einen komplexen Frequenzeingang  $F(j\omega)$  gekennzeichnet ( $\omega = 2\pi f =$  Kreisfrequenz), so daß sich in Analogie zu Gleichung (1) für das mittlere Schwankungsquadrat am Ausgang des Vierpols ergibt

$$\overline{u^2} = 4kT R \int_0^\infty |F(j\omega)|^2 df = 4kT R \int_0^\infty F(j\omega) \cdot F^*(j\omega) df \quad (2)$$

Integrale dieser Art lassen sich stets in geschlossener Form auswerten, da der Frequenzgang eines Vierpols aus endlich vielen linearen komplexen Widerständen eine rationale Funktion von  $j\omega$  ist und somit auch der Integrand. Über den Rechenaufwand ist damit natürlich nichts ausgesagt. Die Rechnung ist für jeden vorkommenden ohmschen Widerstand durchzuführen, wobei sich die errechneten mittleren Schwankungsquadrate am Ausgang einfach addieren.

Gleichbedeutend mit dieser Art der Berechnung ist eine andere, bei der in Gleichung (1) an Stelle des Widerstandes  $R$  der reelle Anteil des komplexen Widerstandes gesetzt wird, der dann aber frequenzabhängig ist, so daß noch über alle Frequenzen integriert werden muß.

Das Rauschspektrum eines solchen komplexen Widerstandes hat im allgemeinen nicht mehr eine konstante Spektraldichte im Sinne der Gleichung (1), bei der das mittlere Schwankungsquadrat unabhängig davon ist, an welcher Stelle des Spektrums der Frequenzbereich  $\Delta f$  herausgegriffen wird. Man nennt ein Rauschen, dessen Spektrum diese Bedingung nicht erfüllt, in Analogie zum Licht „farbig“. Zur genauen Kennzeichnung eines Rauschens gehört also nicht nur sein mittleres Schwankungsquadrat, sondern auch sein Spektrum.

Die Einordnung von Elektronenröhren in das Berechnungsschema gelingt leicht unter Anwendung des Begriffs des äquivalenten Widerstandes, solange man das durch den Funkeleffekt hervorgerufene Rauschen vernachlässigen darf. Dazu kann man sich des Spannungsquellenersatzschemas einer Elektronenröhre bedienen, in dem in

<sup>1)</sup> Physikalische Realität liegt dieser Umrechnung allerdings nicht zugrunde, da das Widerstandsrauschen und das Schrotrauschen auf physikalisch ganz verschiedenen Mechanismen beruhen. So geht z. B. beim ersteren die Boltzmannkonstante, beim letzteren die Elementarladung ein, und auch die Temperaturabhängigkeit ist eine ganz verschiedene, so daß die Umrechnung nur für eine bestimmte Temperatur vorgenommen werden kann.



Serie mit dem inneren Widerstand  $R_i$  der Röhre die Spannungsquelle  $-SR_i \cdot u_g$  liegt. ( $S$  = Steilheit,  $u_g$  = Gitterwechselspannung.) Das Quadrat der Rauschspannung in Serie mit  $R_i$  beträgt somit

$$\overline{u^2} = 4 kT (SR_i)^2 R_{äq} \Delta f \quad (3)$$

Damit läßt sich die Spannung nach (3) wieder als die Leerlaufspannung eines Generators mit dem inneren Widerstand  $R_i$  auffassen, so daß das Ergebnis der Gleichung (2) auch für die Elektronenröhre übernommen werden kann.

## 2. Rauschen einer spannungsgegekoppelten Verstärkerstufe

Das Beispiel einer Verstärkerstufe mit Spannungsgegenkopplung von der Anode auf das Gitter der Röhre wurde deshalb gewählt, weil es im Hinblick auf die Eingangsschaltung eines Magnettonwiedergabeverstärkers besonders aktuell ist und zu Bemessungsvorschriften führt, die sich erst an wenigen Stellen auf Grund der damit gemachten Erfahrungen durchgesetzt haben, aber noch der theoretischen Durchleuchtung bedürfen.

Abb. 2 zeigt die auf das wesentliche beschränkte Schaltung einer Elektronenröhre mit Spannungsgegenkopplung sowie das zugehörige Spannungsquellenersatzschaltbild.

$R_0$  soll den (komplexen) Innenwiderstand der Spannungsquelle  $u_0$  darstellen. Auch die ebenfalls mit lateinischen Buchstaben bezeichneten Widerstände  $R$  und  $R_a$  können komplex gedacht werden, ohne daß das am Gang der Rechnung etwas ändern würde. Zur Berechnung der Rauschspannung an der Anode der Röhre hat man sich in dem reellen Teil eines jeden der vier Widerstände  $R_0$ ,  $R$ ,  $R_i$  und  $R_a$  eine Rauschspannungsquelle zu denken, für die jeweils der zugehörige Frequenzgang anzugeben ist.

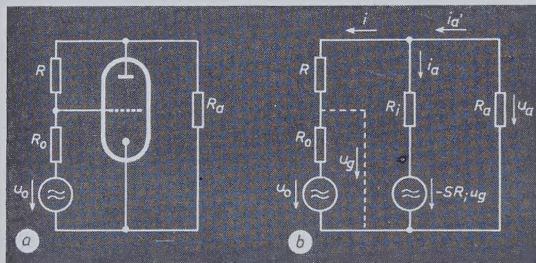


Abb. 2. (a) Vereinfachtes Schaltbild einer Verstärkerstufe mit Spannungsgegenkopplung; (b) das dazugehörige Spannungsquellenersatzschaltbild

Für die in  $R_0$  enthaltene Rauschspannungsquelle ist der Frequenzgang identisch mit der Gesamtverstärkung der Anordnung, die nun als erstes berechnet werden soll. Unter Anwendung der Kirchhoffschen Sätze lassen sich folgende Gleichungen aufstellen:

Für die erste Masche:  $i(R + R_0) + u_0 + SR_i u_g - i_a R_i = 0$

Für die zweite Masche:  $i_a' R_a + i_a R_i - SR_i u_g = 0$

Stromverzweigung:  $i_a' = i + i_a$

Ferner gilt  $u_g = i R_0 + u_0$  und  $u_a = -i_a' R_a$

Das sind 5 Gleichungen für die 5 Unbekannten  $u_a$ ,  $u_g$ ,  $i$ ,  $i_a$  und  $i_a'$ . Die leicht durchzuführenden Eliminationsprozesse sollen hier übergangen und gleich das Ergebnis für die Verstärkung

$$v = -\frac{u_a}{u_0}$$

mitgeteilt werden. Die Phasenumkehr, ausgedrückt durch das Minuszeichen, wird hier mit in die Definition der Verstärkung aufgenommen, so daß  $v$  eine positive Zahl wird. Man erhält dafür den einfachen Ausdruck

$$v = \frac{R - R'}{R_0 + R'} \quad (4)$$

Darin bedeutet  $R'$  den Eingangswiderstand der Stufe, der sich durch Berechnung des Stromes  $i$  erhalten läßt und folgende Größe hat

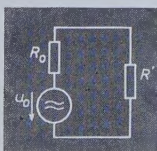


Abb. 3. Ersatzschaltbild für den Eingang einer Verstärkerstufe ohne Gegenkopplung

$$R' = \frac{1}{v_0 + 1} \cdot \left( R + \frac{R_a}{1 + \frac{R_a}{R_i}} \right) \quad (5)$$

$v_0$  ist die Verstärkung der Röhre ohne Gegenkopplung und errechnet sich aus

$$v_0 = \frac{S R_a}{1 + \frac{R_a}{R_i}}$$

Das Ersatzschaltbild für den Eingang hat demnach das in Abb. 3 veranschaulichte Aussehen.

Der für das Rauschen verantwortliche reelle Anteil von  $R_0$  ist nach den Regeln für das Rechnen mit komplexen Zahlen

$$R_{\text{reell}} = \frac{1}{2} (R_0 + R_0^*)$$

$R_0^*$  ist der konjugiert komplexe Wert von  $R_0$ . Nach Gleichung (2) ergibt sich also für das mittlere Schwankungsquadrat

$$\overline{u^2} = 4 kT \frac{1}{2} (R_0 + R_0^*) \int_0^\infty v \cdot v^* df \quad (6)$$

Damit das Integral nicht divergiert, muß in  $v$  eine Frequenzbandbegrenzung nach oben stecken. In diesem Fall ergäbe sich eine solche Begrenzung durch Berücksichtigung der Anodenkapazität der Röhre. Da das rechnerisch unbequem ist, integriert man besser nur bis zu einer oberen Grenzfrequenz, die nicht unbedingt mit der oberen Grenzfrequenz der Röhre identisch zu sein braucht. Sie kann sich auch durch den nachgeschalteten Verstärker oder ein nachgeschaltetes Anzeigegerät ergeben, muß dann aber kleiner als die Grenzfrequenz der Röhre sein. Ebenso mag es angebracht sein, die Integration erst von einer unteren Grenzfrequenz an zu beginnen. Das muß von Fall zu Fall entschieden werden.

Zur Berechnung des Frequenzganges der Rauschspannung im Gegenkopplungswiderstand  $R$  benutzt man das Ersatzschaltbild nach Abb. 4, dem die folgenden Ausgangsgleichungen entnommen werden können:

$$\begin{aligned} i_a R_i - S R_i u_g - u_a &= 0 & u_g &= i R_0 \\ i(R + R_0) + u_r - u_a &= 0 & u_a &= -i_a' R_a \\ i_a &= i_a' - i \end{aligned}$$

Die üblichen Eliminationsprozesse führen dann auf den Frequenzgang

$$v_1 = \frac{u_a}{u_r} = 1 - \frac{1}{v_0 + 1} \cdot \frac{R + R_0}{R_0 + R'} \quad (7)$$

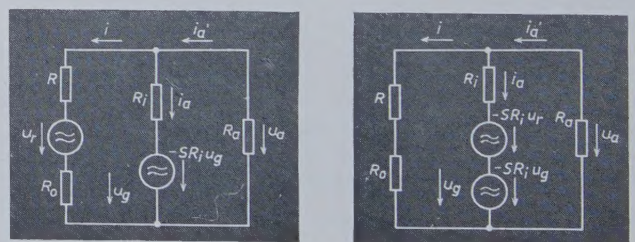


Abb. 4 (links). Ersatzschaltbild zur Berechnung des Frequenzganges für eine in  $R$  enthaltene Rauschspannungsquelle. Abb. 5 (rechts). Ersatzschaltbild zur Berechnung des Frequenzganges für das Röhrenrauschen

Für das mittlere Schwankungsquadrat gilt die der Gleichung (6) analoge Gleichung

$$\overline{u^2} = 4 kT \cdot \frac{1}{2} (R + R^*) \int v_1 \cdot v_1^* df \quad (8)$$

Wird die Verstärkerstufe so ausgelegt, daß sie im überwiegenden Teil des in Betracht gezogenen Frequenzbereiches mit starker Gegenkopplung arbeitet, dann ist der zweite Summand des Frequenzganges (Gl. (7)) klein gegen 1. Damit wird das Integral gleich dem überstrichenen Frequenzintervall und die Rauschspannung erscheint originalgetreu am Ausgang.



Zur Ermittlung des Röhrenrauschens wird die Rauschspannungsquelle in Serie mit dem inneren Widerstand  $R_i$  gelegt und wieder der Frequenzgang berechnet. Dabei ist es nach den Bemerkungen zu Gl. (3) zweckmäßig, in den Frequenzgang einen Faktor  $SR_i$  aufzunehmen, um im Ergebnis eine der Gleichungen (6) und (8) analoge Gleichung zu gewinnen, in der dann als Rauschwiderstand direkt der äquivalente Rauschwiderstand der Röhre erscheint. Gleichbedeutend damit ist es, wenn man der Rauschspannungsquelle die Spannung  $-SR_i u_r$  zuschreibt, wie es im Ersatzschaltbild von Abb. 5 geschehen ist.  $u_r$  ist dann die Spannung des äquivalenten Rauschwiderstandes. Als Lösung der Ausgangsgleichungen

$$\begin{aligned} i_a R_i - SR_i (u_g + u_r) - u_a &= 0 & u_g &= i R_o \\ i (R + R_o) - u_a &= 0 & i_a' &= i + i_a \\ & & u_a &= -i_a' R_a \end{aligned}$$

ergibt sich

$$v_2 = -\frac{u_a}{u_r} = \frac{v_0}{v_0 + 1} \cdot \frac{R_o + R}{R_o + R'} \quad (9)$$

und das aus dem Röhrenrauschen stammende mittlere Schwankungsquadrat an der Anode wird

$$\overline{u^2} = 4 k T R_{\text{äq}} \int v_2 \cdot v_2^* df \quad (10)$$

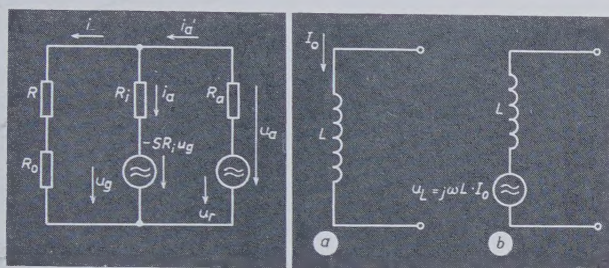


Abb. 6 (links). Ersatzschaltbild zur Berechnung des Frequenzganges für die in  $R_a$  enthaltene Rauschspannungsquelle. Abb. 7 (rechts). Äquivalente, vereinfachte Ersatzschaltbilder für den Hörfopf

Für die im Außenwiderstand  $R_a$  befindliche Rauschspannungsquelle gelten nach Abb. 6 die Gleichungen

$$\begin{aligned} i_a R_i - SR_i u_g - u_a &= 0 & u_g &= i R_o \\ i (R + R_o) - u_a &= 0 & i_a' &= i + i_a \\ & & u_a &= -i_a' R + u_r \end{aligned}$$

aus denen sich bis auf einen Faktor der gleiche Frequenzgang wie beim Röhrenrauschen (Gl. 9) ergibt, nämlich

$$v_3 = \frac{u_a}{u_r} = \frac{1}{1 + \frac{R_a}{R_i}} \cdot \frac{1}{v_0 + 1} \cdot \frac{R_o + R}{R_o + R'} \quad (11)$$

Das mittlere Schwankungsquadrat schreibt sich wieder analog zu den vorherigen Gleichungen

$$\overline{u^2} = 4 k T \frac{1}{2} (R_a + R_a^*) \int v_3 \cdot v_3^* df \quad (12)$$

Beim Vergleich der letzten beiden Gleichungen mit den entsprechenden für das Röhrenrauschen erkennt man, daß für die üblichen Werte von  $v_0$ ,  $R_a$  und  $R_{\text{äq}}$  der Rauschbeitrag des Außenwiderstandes gegen das Röhrenrauschen zu vernachlässigen ist.

### 3. Magnettonwiedergabeverstärker

Die Anforderungen, die an einen Wiedergabeverstärker für Magnetongeräte gestellt werden, ergeben sich aus dem Mechanismus des Magnettonverfahrens. Da der erreichbaren remanenten Magnetisierung des Tonträgers durch die magnetischen Sättigungserscheinungen eine obere Grenze gesetzt ist, muß der Aufnahme-prozess so ausgelegt werden, daß auf dem Tonträger ein linearer Frequenzgang der Magnetisierung zustande kommt. Das läßt sich bei gegebener Bandgeschwindigkeit für die höchsten Frequenzen nicht mehr erreichen. In dem Bereich, in dem die Magnetisierung frequenzunabhängig ist, erzeugt sie im Joch des Hörfopf-kernes einen ebenfalls frequenzunabhängigen magnetischen Fluß, solange die auf dem Tonträger aufgezeichnete Wellenlänge klein gegen die Länge des Hörfopfspiegels und groß gegen die Spaltbreite ist. Nach dem Induktionsgesetz entsteht an den

Enden der Hörfopfwicklung eine EMK, die linear mit der Frequenz ansteigt. Als vereinfachtes Ersatzschaltbild (Streuung und Wicklungswiderstand nicht berücksichtigt) erhält man danach eine Induktivität  $L$  (Hörfopf-induktivität), in die ein konstanter Strom  $I_o$  eingeschleust wird (vgl. Abb. 7). Dazu läßt sich ein äquivalentes Spannungsquellenersatzschaltbild angeben mit dem inneren Widerstand  $j\omega L$  und der Leerlaufspannung  $u_L = j\omega L \cdot I_o$ .

Die wesentliche Aufgabe des Wiedergabeverstärkers ist es nun, den frequenzproportionalen Verlauf der Hörfopfspannung zu entzerren. Die einfachste Art der Entzerrung ergibt sich sofort aus dem Ersatzschaltbild nach Abb. 7a, indem der Zweipol durch Abschluß mit einem hinreichend kleinen ohmschen Widerstand nahezu im Kurzschluß betrieben wird. Dann erzeugt nämlich der frequenzunabhängige Strom  $I_o$  an den Enden des Abschlußwiderstandes eine ebenfalls frequenzunabhängige Spannung, womit der Zweck der Entzerrung erreicht wäre. Der Nachteil ist, daß sich zur Verstärkung dieser für alle Frequenzen kleinen Spannung keine Verstärker mit genügend hohem Rauschabstand bauen lassen. In diesem Zusammenhang ist eine andere Schaltung wesentlich günstiger, in der der Hörfopf ebenfalls dadurch wieder nahezu im Kurzschluß betrieben wird, daß man ihn mit dem verhältnismäßig kleinen Eingangswiderstand einer spannungsgegekoppelten Röhre belastet (vgl. Gl. 5). In dem Prinzipschaltbild nach Abb. 2 entspricht dem Widerstand  $R_o$  jetzt der induktive Innenwiderstand  $j\omega L$  gemäß der Ersatzschaltung von Abb. 7b.

Bei der so entstehenden Ersatzschaltung für die Eingangsstufe eines Magnettonwiedergabeverstärkers handelt es sich um ein sehr stark vereinfachtes Schaltbild, an dem nur das Prinzip der Entzerrung studiert werden soll. Das Ziel der vorliegenden Untersuchung ist ja, Rauschspannungen, d. h. genauer „mittlere Schwankungsquadrate“, auszurechnen. Die dabei auszuführenden Integrationen können, wie man angesichts der abgeleiteten Formeln vermuten wird, recht mühsam werden, so daß es im Interesse der Durchführbarkeit der Rechnung unumgänglich notwendig ist, von einem möglichst weitgehend vereinfachten Ersatzschaltbild auszugehen.

Um sich über den Grad der möglichen Vereinfachung Klarheit zu verschaffen, müssen zunächst einige Dimensionierungsfragen eingehender erörtert werden. Dabei ist auch der Umstand zu berücksichtigen, daß die vorkommenden Integrale über ein sehr weites Frequenzband erstreckt werden und daher Abweichungen an den Frequenzbandgrenzen auf den Wert der Integrale nur wenig Einfluß haben.

Zur Erzielung eines hohen Nutzpegels wäre es wünschenswert, die Windungszahl und damit die Induktivität des Hörfopfes groß zu wählen. Die Gefahr einer Fremdfeldbeeinflussung setzt der Hörfopf-induktivität andererseits eine relativ niedrige Grenze, die üblicherweise bei  $L_H = 70$  mH liegt. Daher wird ein gut abgeschirmter Eingangsträger verwendet, der bei der heutigen Güte derartiger Übertrager als ideal vorausgesetzt werden darf und dann die Hörfopf-induktivität  $L_H$  auf den Wert  $\tilde{u}^2 L_H$  transformiert, wenn unter  $\tilde{u}$  die Übersetzung des Übertragers verstanden wird. Dagegen darf, insbesondere bei hohen Übersetzungsverhältnissen, die kapazitive Belastung auf der Sekundärseite durch die Wickel-, Schalt- und Eingangskapazität der Röhre nicht vernachlässigt werden, wozu man vielleicht im Hinblick auf den kleinen dynamischen Eingangswiderstand der Röhre geneigt sein könnte. Zwar hat diese Kapazität aus dem eben erwähnten Grund keinen Einfluß auf die entzerrende Wirkung der Anordnung; sie spielt aber, wie man später noch sehen wird, eine entscheidende Rolle bei der Berechnung der Rauschspannung der Röhre.

Eine weitere Komplikation bildet die notwendige Höhenentzerrung, um den Höhenabfall der Bandmagnetisierung auszugleichen. Dazu unterteilt man den Gegenkopplungswiderstand  $R$  und nimmt durch eine Kapazität oder wirksamer durch einen Serienresonanzkreis zum Bezugspotential die anzuhebenden Frequenzen aus dem Gegenkopplungskanal heraus. Die Berücksichtigung dieser Höhenanhebung lohnt aber nicht den unverhältnismäßig großen zusätzlichen Rechenaufwand, da, wie bereits betont, Abweichungen an den Frequenzbandgrenzen bei der Integration nicht so sehr ins Gewicht fallen. Die Höhenentzerrung soll daher außer acht gelassen werden. Das nämliche gilt für eine eventuelle Tiefenentzerrung durch einen Kondensator in Serie mit  $R$ .



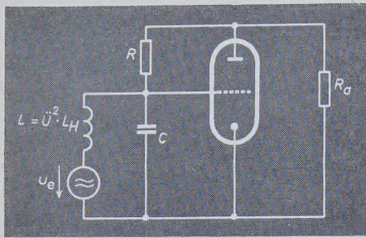


Abb. 8. Vereinfachtes Ersatzschaltbild für die Eingangsstufe eines Magnettonwiedergabeverstärkers

Man gelangt so zu dem vereinfachten Schaltbild nach Abb. 8, das der nun folgenden Berechnung zugrunde gelegt werden soll. Damit dieses Schaltbild mit dem nach Abb. 2 identisch wird, hat man zu setzen

$$R_0 = \frac{j\omega L}{1 - \frac{f^2}{f_g^2}} \quad u_0 = \frac{\ddot{u} \cdot u_e}{1 - \frac{f^2}{f_g^2}} \quad (13)$$

Darin ist  $f_g$  die Resonanzkreisfrequenz des aus  $L$  und  $C$  gebildeten Schwingkreises. Sie berechnet sich aus

$$f_g^2 = \frac{1}{(2\pi)^2 L \cdot C} \quad (14)$$

Zur Gewinnung der Beziehungen (13) wird das Netzwerk aus  $L$ ,  $C$  und der Spannungsquelle  $u_e$  nach Abb. 8 als ein aktiver Zweipol aufgefaßt.  $u_0$  ist dann dessen leicht angebbare Leerlaufspannung und  $R_0$  der Quotient aus Leerlaufspannung und Kurzschlußstrom.

Als erstes soll die Verstärkung  $v = -\frac{u_a}{u_e}$  ausgerechnet werden; sie läßt sich in die beiden Faktoren zerlegen

$$v = -\frac{u_a}{u_0} \cdot \frac{u_0}{u_e}$$

Der erste Faktor entspricht der früher berechneten Verstärkung nach Gl. (4), während sich der zweite Faktor aus der letzten der Gleichungen (13) ergibt. Mit Benutzung dieser beiden Gleichungen erhält man als Resultat

$$v = \frac{\ddot{u} (R - R')}{j\omega L + R' \left(1 - \frac{f^2}{f_g^2}\right)} \quad \text{mit} \quad R' = \frac{1}{v_0} (R + R_a) \quad (15)$$

wenn man voraussetzen darf  $v_0 \gg 1$  und  $R_a \ll R_i$ .

Die beabsichtigte entzerrende Wirkung, d. h. ein Frequenzgang proportional zu  $\frac{1}{\omega}$ , wird dann erreicht, wenn der zweite Term im Nenner vernachlässigt werden kann. Die untere Grenzfrequenz ergibt sich in der üblichen Definition aus der Gleichheit von Real- und Imaginärteil. Sie wird klein sein gegen die Resonanzfrequenz, so daß man schreiben kann  $\omega_u L = R'$ . Die untere Grenzfrequenz wird demnach

$$f_u = \frac{R + R_a}{2\pi v_0 \cdot L} \quad (16)$$

Die obere Grenzfrequenz ließe sich in der gleichen Weise angeben. Bei der in Frage kommenden Dimensionierung der Schaltelemente liegt sie aber in der Größenordnung von 50 kHz, d. h., die Kapazität  $C$  spielt keine Rolle für die Wirkungsweise der Entzerrung.

Es sollen nun die einzelnen Rauschspannungsanteile berechnet werden.

#### 4. Rauschen des ohmschen Quellwiderstandes

Bei der Berechnung der Frequenzgänge konnte der ohmsche Anteil des Quellwiderstandes  $R_0$  vernachlässigt werden. Zur Ermittlung seines Beitrags zur Rauschspannung muß er aber jedenfalls berücksichtigt werden. Der Quellwiderstand  $R_0$  enthält drei ohmsche Bestandteile, nämlich den ohmschen Widerstand der Hörfopfwicklung und den der Primär- und Sekundärwicklung des Eingangsübertragers. Hörfopf Widerstand und Primärwiderstand werden mit dem Faktor  $\ddot{u}^2$  multipliziert auf die Sekundärseite übersetzt. Dabei ist bei richtiger Ausnutzung des Wickelraumes  $R_{\text{sek}} = \ddot{u}^2 R_{\text{prim}}$ , so daß als effektiver,

auf die Primärseite bezogener Rauschwiderstand gesetzt werden kann

$$R_{\text{eff}} = 2 R_{\text{prim}} + R_H \quad (17)$$

$R_H$  = ohmscher Widerstand der Hörfopfwicklung.

Der Frequenzgang für die von ihm erzeugte Rauschspannung ist der gleiche wie der für die Hörfopfspeisung, nämlich der von Gl. (15). Bei Vernachlässigung von  $R'$  gegen  $R$  im Zähler und Benutzung der Gl. (16) läßt sich der Frequenzgang noch übersichtlicher in der Form schreiben

$$v = \frac{\ddot{u} \cdot v_0}{1 + \frac{R_a}{R}} \cdot \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_u} - \frac{f^2}{f_g^2}}$$

und es ist jetzt gemäß Gl. (6) das Integral zu berechnen

$$\int v \cdot v^* df = \frac{\ddot{u}^2 \cdot v_0^2}{\left(1 + \frac{R_a}{R}\right)^2} \int_{f_u'}^{f_0} \frac{df}{\left[1 - \frac{f^2}{f_g^2}\right]^2 + \frac{f^2}{f_u^2}} \quad (17a)$$

$f_0$  ist darin die obere Grenzfrequenz des nutzbaren Übertragungsbereiches, im diskutierten Fall also nicht größer als 16 kHz. Die obere Grenzfrequenz der vorliegenden Schaltanordnung liegt, wie bereits erwähnt, höher. Bei der Messung der Rauschspannung muß demnach dafür Sorge getragen werden, daß der Frequenzbereich des benutzten Meßgerätes nicht über 16 kHz hinausgeht. Andernfalls würde man einen zusätzlichen Rauschspannungsbeitrag messen, der aber wegen der Hörgrenze bei 16 kHz nicht eingeht in die gehörmäßige Beurteilung des Rauschabstandes. Zur Kennzeichnung der subjektiven Gehörmpfindung müßte das Rauschspektrum noch nach der sogenannten „Ohrkurve“ korrigiert werden, wie das in den dafür vorgesehenen Meßgeräten auch der Fall ist. Rechnerisch läßt sich das naturgemäß nicht durchführen. Daher muß, um die Berechnungen mit Messungen vergleichen zu können, ein Effektivwert-Röhrenvoltmeter mit linearem Frequenzgang bis 16 kHz benutzt werden.

Ganz entsprechendes gilt für die untere Grenzfrequenz  $f_u'$  der Meßanordnung, die nicht mit der Frequenz  $f_u$  identisch ist. Sie wird etwa 20 Hz betragen.

Die Ausführung der Integration liefert folgendes Ergebnis:

$$\begin{aligned} \int_{f_u'}^{f_0} v \cdot v^* df &= \frac{\ddot{u}^2 \cdot v_0^2}{\left(1 + \frac{R_a}{R}\right)^2} \frac{f_u}{\sqrt{1 - \frac{4f_u^2}{f_g^2}}} \left\{ \arctg \frac{f}{f_u} - \frac{f_u^2}{f_g^2} \arctg \frac{f \cdot f_u}{f_g^2} \right\}_{f_u'}^{f_0} \end{aligned}$$

Dieser Ausdruck läßt sich noch dadurch erheblich vereinfachen, daß man voraussetzen darf  $\frac{f_u^2}{f_g^2} \ll 1$  und erst recht  $f_u' \ll f_0$ . Damit ergibt sich das einfachere Resultat

$$\int_{f_u'}^{f_0} v \cdot v^* df \approx \frac{\ddot{u}^2 \cdot v_0^2}{\left(1 + \frac{R_a}{R}\right)^2} \cdot f_u \cdot \arctg \frac{f_u}{f_u'} \quad (18)$$

Nach den Gleichungen (6), (17) und (18) läßt sich jetzt der Rauschbeitrag des ohmschen Quellwiderstandes angeben

$$\overline{u^2} = 4 kT (2 R_{\text{prim}} + R_H) \frac{\ddot{u}^2 \cdot v_0^2 f_u}{\left(1 + \frac{R_a}{R}\right)^2} \arctg \frac{f_u}{f_u'} \quad (19)$$

Es sei noch einmal wiederholt:  $f_u$  ist die untere Grenzfrequenz der untersuchten Schaltanordnung in dem Sinne, daß die Ausgangsspannung beim Anlegen einer frequenzproportionalen Eingangsspannung bei der Grenzfrequenz  $f_u$  im Betrag um den Faktor  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  abgenommen hat.  $f_u'$  ist dagegen die untere Grenzfrequenz des nachgeschalteten Verstärkers oder Meßgerätes in dem idealisierten Sinne, daß dessen Anzeige für Frequenzen unterhalb  $f_u'$  Null und oberhalb von  $f_u'$  frequenzunabhängig ist.



## 5. Rauschen des Gegenkopplungswiderstandes

Der Rauschanteil des Widerstandes  $R$  ist am einfachsten zu berechnen, da man voraussetzen kann, daß die untersuchte Schaltung im überwiegenden Frequenzbereich mit starker Gegenkopplung der Röhre arbeitet. Dann erscheint nämlich die Rauschspannung gemäß den im Anschluß an Gl. (7) gemachten Bemerkungen originalgetreu am Ausgang, so daß sich für den Rauschbeitrag des Gegenkopplungswiderstandes  $R$  die einfache Gleichung hinschreiben läßt

$$\overline{u^2} = 4 k T \cdot R \cdot f_0 \quad (20)$$

## 6. Röhrenrauschen

Der Frequenzgang für die Röhrenrauschspannung ist nach Gl. (9) gegeben. Setzt man darin für  $R_0$  den für die spezielle Schaltung nach Abb. 8 gültigen Wert in Gl. (13) ein und berücksichtigt ferner Gl. (14) und (16), so läßt sich der Frequenzgang in der Form angeben

$$v_2 = v_0' \frac{1 - \frac{f^2}{f_g^2} + j \frac{1}{v_0'} \cdot \frac{f}{f_u}}{1 - \frac{f^2}{f_g^2} + j \frac{f}{f_u}}$$

Darin ist zur Abkürzung gesetzt

$$v_0' = \frac{v_0}{1 + \frac{R_a}{R}}$$

Es ist also folgendes Integral zu berechnen:

$$\int v_2 \cdot v_2^* df = v_0'^2 \int_0^{f_0} \frac{\left[1 - \frac{f^2}{f_g^2}\right]^2 + \frac{f^2}{f_u^2} \cdot \frac{1}{v_0'^2}}{\left[1 - \frac{f^2}{f_g^2}\right]^2 + \frac{f^2}{f_u^2}} df$$

In diesem Fall ist es zulässig, die Integration statt bei  $f_u'$  schon bei  $f = 0$  beginnen zu lassen, was rechnerisch bequemer ist, da der Frequenzgang nach Durchlaufen eines Minimums bei höheren Frequenzen wieder ansteigt. Dadurch geht hier im Ergebnis die obere Grenzfrequenz entscheidend ein im Gegensatz zu Gl. (19), die von  $f_0$  unabhängig ist, so daß der Beitrag des Integrals erstreckt von 0 bis  $f_u'$  vernachlässigt werden kann. Die Integration wird nach den üblichen Methoden der Partialbruchzerlegung ausgeführt, und es ergibt sich dann nach einigen Umformungen das folgende Resultat:

$$\int v_2 \cdot v_2^* df = v_0'^2 f_0 \left\{ 1 + \left(1 - \frac{1}{v_0'^2}\right) \frac{\frac{f_g}{f_0}}{\sqrt{1 - \frac{4 f_u^2}{f_g^2}}} \left[ \frac{1}{A} \arctg \frac{f_0 A}{f_g} - A \cdot \arctg \frac{f_0}{f_g A} \right] \right\}$$

mit

$$A = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{f_g^2}{f_u^2} \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{4 f_u^2}{f_g^2}} \right\} - 1}$$

In die Unübersichtlichkeit dieser Formel bringen die Voraussetzungen  $f_u^2 \ll f_g^2$  sowie  $f_u \ll f_0$  sofort einiges Licht. Es wird dann  $A = \frac{f_g}{f_u}$ , und man erhält

$$\int v_2 \cdot v_2^* df = f_0 \left\{ 1 + \frac{v_0^2}{\left(1 + \frac{R_a}{R}\right)^2} \left[ 1 - \frac{f_g^2}{f_0 f_u} \cdot \arctg \frac{f_0}{f_g^2} \right] \right\} \quad (21)$$

Falls das Argument des  $\arctg \frac{f_0 f_u}{f_g^2} < 0,3$  ist, läßt sich für den  $\arctg$  eine nach dem zweiten Gliede abgebrochene Reihenentwicklung benutzen

$$\arctg x \approx x - \frac{1}{3} x^3, \quad x < 0,3$$

Dann wird

$$\int v_2 \cdot v_2^* df = f_0 \left\{ 1 + \frac{v_0^2}{\left(1 + \frac{R_a}{R}\right)^2} \cdot \frac{f_0^2 \cdot f_u^2}{3 f_g^4} \right\} \quad (22)$$

Die obige Bedingung ist jedoch nicht in allen Fällen erfüllt. Es muß dann auf Gl. (21) zurückgegriffen werden. Nach Gl. (10) läßt sich jetzt das vom Röhrenrauschen stammende mittlere Schwankungsquadrat an der Anode der Röhre angeben

$$\overline{u^2} = 4 k T R_{\text{äq}} f_0 \left\{ 1 + \frac{v_0^2}{\left(1 + \frac{R_a}{R}\right)^2} \left[ 1 - \frac{f_g^2}{f_0 f_u} \cdot \arctg \frac{f_0 f_u}{f_g^2} \right] \right\} \quad (23)$$

## 7. Rauschabstand

Als Rauschabstand soll der Quotient aus Rauschspannung und Nutzspannung verstanden werden. In dieser Definition entspricht einem großen Rausch-, „Abstand“ eine kleine Zahl. Drückt man diese in Dezibel aus, so ergibt sich eine große negative Zahl, deren Betrag erst den Namen „Abstand“ verdient. Was man unter Nutzspannung zu verstehen hat, beruht auf einer willkürlichen Definition, die für den vorliegenden Fall so lauten soll, daß der Nutzpegel auf eine Hörfopf-leerlaufspannung von  $u_{\text{Norm}} = 1,55 \text{ mV}_{\text{eff}}$  bei einer Frequenz von  $f_{\text{Norm}} = 1000 \text{ Hz}$  bezogen wird.

Die Größe der Nutzspannung an der Anode kann Gl. (17a) entnommen werden, da  $u_{\text{Nutz}} = v \cdot u_{\text{Norm}}$  ist. Bei einer Frequenz von 1000 Hz braucht im Nenner nur der Imaginärteil berücksichtigt zu werden. Dann ist

$$u_{\text{Nutz}} = \frac{u_{\text{Norm}}}{f_{\text{Norm}}} \cdot \frac{v_0 \cdot f_u \cdot \ddot{u}}{1 + \frac{R_a}{R}} \quad (24)$$

Bei der Diskussion eines optimalen Rauschabstandes hat man Gleichungen mit zahlreichen Parametern zu untersuchen. Man wird zunächst die Parameter festhalten, deren Einfluß auf die Gleichungen leicht zu überschauen ist, und wird die Abhängigkeit von einem solchen Parameter angeben, der in komplizierter Weise in die Gleichungen eingeht. Ein solcher Parameter ist das Übersetzungsverhältnis  $\ddot{u}$ . Hält man die restlichen Parameter fest, d. h. unter anderem auch die untere Grenzfrequenz  $f_u$ , dann wird der Gegenkopplungswiderstand  $R$  nach Gl. (16) eine Funktion des Übersetzungsverhältnisses, da der Übertrager die Hörfopf-induktivität  $L_H$  auf den Wert  $\ddot{u}^2 L_H$  transformiert, nämlich

$$R = 2 \pi f_u v_0 L_H \cdot \ddot{u}^2 - R_a = \frac{v_0}{S} (2 \pi f_u S L_H \ddot{u}^2 - 1) \quad (25)$$

Die zweite, für das spätere etwas zweckmäßigere Form ergibt sich durch Berücksichtigung von  $v_0 = S R_a$ . Damit bekommt die Nutzspannung die Form

$$u_{\text{Nutz}} = \frac{u_{\text{Norm}}}{f_{\text{Norm}}} \cdot v_0 \left( f_u \cdot \ddot{u} - \frac{1}{2 \pi S L_H \cdot \ddot{u}} \right) \quad (26)$$

Auf den ersten Blick mag es befremdlich erscheinen, daß die Nutzspannung bei einem bestimmten (kleinen) Übersetzungsverhältnis verschwindet. Das ist nicht nur in diesem speziellen Beispiel, sondern allgemein nach Gl. (4) dann der Fall, wenn  $R = R'$  wird, bzw.

$$R = \frac{R_a}{v_0} = \frac{1}{S}. \text{ Dann wird nämlich die über den Gegenkopplungs-}$$

widerstand  $R$  unmittelbar an die Anode gelangende Spannung gerade von der gegenphasigen Spannung der Röhre kompensiert. Diese Schaltung wird dazu benutzt, die Steilheit einer Röhre genau zu messen. In Gl. (24) verschwindet die Nutzspannung für  $R = 0$ , da  $R'$  gegen  $R$  vernachlässigt wurde.

Im folgenden soll nun der Rauschabstand getrennt nach den hauptsächlichen Rauschquellen als Funktion von  $\ddot{u}$  angegeben und numerisch berechnet werden. Bei der Summation der einzelnen Rauschanteile müssen die Quadrate der Rauschabstände addiert werden.

Mit Bezug auf den ohmschen Quellwiderstand erhält man aus Gl. (19) und (24) als Quadrat des Rauschabstandes den von  $\ddot{u}$  unabhängigen Ausdruck

$$\eta_1^2 = 4 k T \frac{f_{\text{Norm}}^2}{u_{\text{Norm}}^2} \cdot (2 R_{\text{prim}} + R_H) \cdot \frac{1}{f_u} \arctg \frac{f_u}{f_u'} \quad (27)$$

Für den Gegenkopplungswiderstand  $R$  ergibt sich aus den Gleichungen (20), (25) und (26)

$$\eta_2^2 = 4 k T \frac{f_{\text{Norm}}^2}{u_{\text{Norm}}^2} \cdot \frac{f_0}{S \cdot v_0} \cdot \frac{(2 \pi S L_H)^2 \ddot{u}^2}{(2 \pi S L_H f_u \ddot{u}^2 - 1)} \quad (28)$$



Beim Röhrenrauschen ist in der Gl. (23) außer  $R$  auch noch die Resonanzfrequenz  $f_g$  von  $\ddot{u}$  abhängig. Nimmt man die Wickel-, Schalt- und Eingangskapazität  $C$  der Röhre unabhängig von  $\ddot{u}$  an, so wird

$$f_g = \frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot C}} = \frac{1}{2\pi\ddot{u}\sqrt{L_H \cdot C}} = \frac{f_1}{\ddot{u}}$$

mit einer von  $\ddot{u}$  unabhängigen Frequenz

$$f_1 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_H \cdot C}} \quad (29)$$

Das Quadrat des Rauschabstandes ist dann

$$\eta_s^2 = 4kT \frac{f_{\text{Norm}}^2}{u_{\text{Norm}}^2} R_{\text{aq}} f_0 \quad (30)$$

$$\left( \frac{1}{v_0^2 \left( f_u \cdot \ddot{u} - \frac{1}{2\pi SL_H \ddot{u}} \right)} + \frac{1}{f_u^2 \cdot \ddot{u}^2} \left[ 1 - \frac{f_1^2}{\ddot{u}^2 f_0 f_u} \arctg \frac{f_0 f_u \ddot{u}^2}{f_1^2} \right] \right)$$

Ist  $\frac{f_0 f_u \ddot{u}^2}{f_1^2} < 0,3$ , dann bekommt die Formel die etwas einfachere Gestalt

$$\eta_s^2 = 4kT \frac{f_{\text{Norm}}^2}{u_{\text{Norm}}^2} R_{\text{aq}} \cdot f_0 \left( \frac{1}{v_0^2 \left( f_u \cdot \ddot{u} - \frac{1}{2\pi SL_H \ddot{u}} \right)} + \frac{1}{3} \cdot \frac{f_0^2}{f_1^4} \cdot \ddot{u}^2 \right) \quad (31)$$

### 8. Numerisches Beispiel

Die Grundverstärkung  $v_0$  kommt, wenn überhaupt, im Nenner der Gleichungen für den Rauschabstand vor. Es ist also günstig, sie möglichst groß zu wählen. Es soll  $v_0 = 200$  angenommen werden, ein Wert, der sich mit der für diese Schaltung geeigneten Röhre EF 804 S durchaus erreichen läßt. ( $R_a = 300 \text{ k}\Omega$ ,  $S = 0,67 \text{ mA/V}$ ). Der äquivalente Rauschwiderstand kann mit etwa  $R_{\text{aq}} = 50 \text{ k}\Omega$  eingesetzt werden. Die belastende Kapazität  $C$  soll, wie bereits betont, mit  $C = 50 \text{ pF}$  als eine Konstante angesehen werden. Mit der Hörfkopfinduktivität von  $L_H = 70 \text{ mH}$  errechnet sich dann die Frequenz  $f_1$  von Gl. (29) zu  $f_1 = 85 \text{ kHz}$ . Der ohmsche Widerstand der Hörfkopfwicklung wird mit  $R_H = 7 \text{ }\Omega$ , der primäre Wicklungswiderstand des Übertragers mit  $R_{\text{prim}} = 1,5 \text{ }\Omega$  eingesetzt.

Der Faktor  $4kT$  errechnet sich mit der Boltzmannkonstanten  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ws/Grad}$  und der absoluten Temperatur von  $T = 293^\circ \text{ K}$  zu  $4kT = 1,62 \cdot 10^{-20} \text{ Ws}$ .

Der Nutzpegel soll auf eine Hörfkopfleerlaufspannung von  $u_{\text{Norm}} = 1,55 \text{ mV}_{\text{eff}}$  bei einer Frequenz von  $f_{\text{Norm}} = 1000 \text{ Hz}$  bezogen werden.

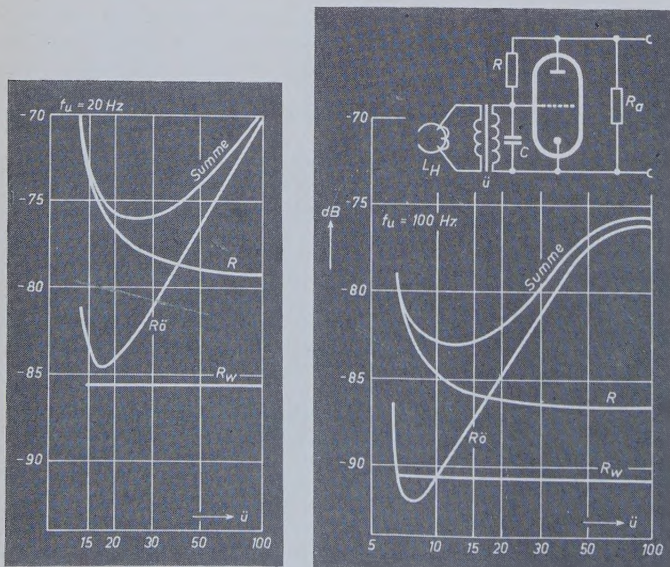


Abb. 9 (links). Rauschabstand bei einer unteren Grenzfrequenz 20 Hz. Abb. 10 (rechts). Rauschabstand bei einer unteren Grenzfrequenz 100 Hz. ( $R$  = Rauschen des Gegenkopplungswiderstandes  $R$ ,  $R_0$  = Röhrenrauschen,  $R_W$  = Rauschen der ohmschen Wicklungswiderstände des Übertragers)

### 9. Diskussion der Ergebnisse

Die Berechnungen wurden zunächst für eine zu fordernde untere Grenzfrequenz von  $f_u = 20 \text{ Hz}$  durchgeführt. (Wegen ihrer genauen Definition vgl. die Bemerkung im Anschluß an Gl. (19).) In Abb. 9 sind die Rauschabstände, getrennt nach ihren drei hauptsächlichsten Quellen, in Abhängigkeit vom Übersetzungsverhältnis des Übertragers sowie ihre resultierende (geometrische) Summe aufgetragen worden. Für kleine  $\ddot{u}$  überwiegt als Rauschquelle der Gegenkopplungswiderstand  $R$ . Mit größer werdendem Übersetzungsverhältnis rückt aber die aus der transformierten Hörfkopfinduktivität und der Kapazität  $C$  gebildete Resonanzfrequenz nach immer kleineren Werten, so daß die anfangs zunehmende Gegenkopplung für die Röhrenrauschspannung oberhalb der Resonanzfrequenz wieder abnimmt und somit das Röhrenrauschen mit Betonung der höheren Frequenzen anwächst. Die Summe zeigt demzufolge ein Minimum (maximaler Absolutwert des Rauschabstandes), das bei der gewählten unteren Grenzfrequenz von  $f_u = 20 \text{ Hz}$  bei  $\ddot{u} = 25$  liegt. Das Divergieren des Rauschabstandes bei  $\ddot{u} = 13$  wurde bereits im Anschluß an Gl. (26) erörtert.

Das Vorkommen der unteren Grenzfrequenz  $f_u$  im Nenner der Gleichungen legt es nahe, die Möglichkeit ihrer Erhöhung zu diskutieren. Was dabei zu gewinnen wäre, zeigt Abb. 10. Bei optimalem Übersetzungsverhältnis von  $\ddot{u} = 12$  ließe sich eine Verbesserung des Rauschabstandes um 7 dB erzielen, wenn man eine Erhöhung der unteren Grenzfrequenz auf  $f_u = 100 \text{ Hz}$  in Kauf nehmen könnte. Das kann man aber in der Tat, da sich die Einschränkung des Übertragungsbereiches durch Entzerrungsmaßnahmen wieder wettmachen läßt, ohne daß sich dadurch der Rauschabstand nennenswert ändert. Eine Tiefenanhebung ergibt sich zum Beispiel durch Verwendung eines Kondensators in Serie mit dem Gegenkopplungswiderstand  $R$ . Letzterer bleibt unverändert und damit auch sein Rauschanteil. Auch das Röhrenrauschen wird sich nicht wesentlich ändern, da, wie gezeigt wurde, sein Hauptanteil aus hohen Frequenzkomponenten besteht. Nur das Rauschen der ohmschen Wicklungswiderstände wird ein wenig angehoben werden, was aber wegen seines kleinen Pegels nicht ins Gewicht fällt. Außerdem kann wenigstens ein Teil der Tiefenanhebung in den nachfolgenden Verstärker verlegt werden. Zwar wirkt sich diese auch auf die tiefen Rauschkomponenten aus, was aber wiederum gegenüber dem Gesamtrauschen vernachlässigt werden kann.

Die Rechnungen und Überlegungen haben also gezeigt, daß man zur Erzielung eines optimalen Rauschabstandes auf folgende Punkte zu achten hat:

1. Die Grundverstärkung  $v_0$  der Röhre muß so hoch wie möglich gewählt werden.
2. Die gesamte Erdkapazität am Gitter der Röhre muß klein gehalten werden.
3. Der Gegenkopplungswiderstand  $R$  muß so klein wie irgend möglich gemacht werden. Dadurch wird eine Tiefenentzerrung notwendig, die zum Teil durch einen Kondensator in Serie mit  $R$ , zum Teil in den nachgeschalteten Stufen erfolgen kann.
4. Aus der Festlegung der Bedingungen 1. bis 3. ergibt sich dann ein optimales Übersetzungsverhältnis für den Eingangsübertrager.
5. Die ohmschen Widerstände der Hörfkopf- und Übertragerwicklungen sollen klein sein.

Bei der Rechnung waren aus Gründen ihrer Vereinfachung und Durchführbarkeit zwei Vernachlässigungen gemacht worden, deren Berücksichtigung das Ergebnis noch verfälschen kann. Diese bezogen sich einmal auf den Funkeffekt der Röhre mit seinen tiefen Rauschkomponenten. Sein Rauschbeitrag dürfte vom Übersetzungsverhältnis unabhängig sein und führt daher nur zu einer (geringfügigen) Erhöhung des gesamten Rauschpegels. Zum anderen war die im allgemeinen notwendige Höhenentzerrung durch Unterteilen des Widerstandes  $R$  und Herausnehmen der hohen Frequenzen aus dem Gegenkopplungsweg vernachlässigt worden. Das führt zu einer Betonung der höheren Rauschkomponenten der Röhre, was aber zum Teil dadurch ausgeglichen wird, daß die hohen Rauschkomponenten des Gegenkopplungswiderstandes unterdrückt werden. An der qualitativen Struktur der Kurven nach Abb. 9 und 10 wird sich also nichts ändern, und auch die Lage der ohnehin flachen Minima wird im wesentlichen die gleiche bleiben.



# Modulationsprobleme der Schmalband-Farbfernsehtechnik

Die III. Jahrestagung der Fernsehtechnischen Gesellschaft in Hamburg bot erstmalig eine Anzahl von Vorträgen über das Farbfernsehen. Drei Fragen standen im Brennpunkt des Interesses: Wird das Farbfernsehen auch in Deutschland kommen? Wann wird es kommen? Welches System wird man normen? Prof. Dr. Nestel beantwortete die erste Frage mit ja, die zweite mit „nicht in den nächsten zwei Jahren“, die dritte Frage blieb unbeantwortet. Der folgende Beitrag soll einige spezielle Probleme des Farbfernsehens herausgreifen, die wichtigen Lösungswegen zugrunde liegen. Sie sind ursächlich mit dem Bandbreitproblem der Farbfernsehtechnik verknüpft und betreffen die wohl interessantesten Fragen auf diesem Gebiet, die Modulationsverfahren, die die Erkenntnisse der Informationstheorie verwerten.

DK 621.397.9:621.376

## 1. Forderungen an Farbfernsehverfahren

Das Farbfernsehen muß neben Synchronisationssignalen drei Begriffe übertragen: die Farbhelligkeit, den Farbton und die Farbsättigung. Überschlänglich erkennt man daran, daß die benötigte Frequenzbandbreite etwa dreifach größer sein muß als die der Schwarz-Weiß-Fernsehübertragung. Das Problem, eine solche Bandbreitvergrößerung möglichst zu vermeiden, führt zu prinzipiell verschiedenen Lösungswegen für den Übertragungsvorgang. Gleichzeitig ist eine weitere Frage mitbestimmend für die Art dieser Lösungen: die Austauschbarkeit (Kompatibilität) der farbigen und der Schwarz-Weiß-Sendung. Man versteht darunter die Möglichkeit, auch eine farbige Sendung wie bisher in Schwarz-Weiß-Wiedergabe mit den jetzt im Handel befindlichen Empfängern aufzunehmen. Wenn diese Aufgabe gestellt wird, dann führt dies dazu, von dem zur Einführung gelangenden Farbfernsehsystem zu fordern, daß es die von den üblichen Fernsehempfängern benötigten Helligkeitsinformationen in der bisherigen Art überträgt.

Unabhängig von der Frage, ob ein System austauschbar arbeiten soll oder nicht, lassen sich zwei Gruppen von Verfahren andeuten, die für eine spätere Normung in Frage kommen: die Schmalbandverfahren, die die gesamte Farbfernsehübertragung über das gleiche Frequenzband wie für das Schwarz-Weiß-Fernsehen übertragen, und die Breitbandssysteme, die die Farbinformationen über einen besonderen Frequenzkanal außerhalb des Schwarz-Weiß-Kanals leiten. Zu den Vertretern der Breitbandssysteme gehört z. B. das von der englischen *Marconi-Gesellschaft* ausgearbeitete Farbfernsehverfahren. Das amerikanische und ein bei der Firma *Philips* entwickeltes Verfahren sind schmalbandig.

Die Tatsache, daß man in Amerika das *NTSC*-System bereits als für die USA verbindlich genormt hat, ist genügend Anlaß, auch im Zusammenhang mit dem von *Philips* eingeschlagenen Entwicklungsweg einmal die speziellen Modulations- und Kodierungsprobleme der schmalbandigen Verfahren zu untersuchen.

## 2. Die Eigenschaften der Informationsquelle „Farbfernsehkamera“

Jede Farbfernsehkamera, gleichgültig nach welchem Prinzip sie arbeitet, liefert drei Ausgangsspannungen, die den Helligkeiten der Primärfarbenkomponenten Rot, Grün und Blau proportional sind. Ein eigentliches Helligkeitssignal im Sinne der heutigen Schwarz-Weiß-Fernsehempfänger wird von keiner Farbfernsehkamera geliefert, sondern muß erst durch besondere Colorplexer-Schaltungen gebildet werden. Man kennzeichnet das Helligkeitssignal im allgemeinen durch den Index  $Y$ . Es wird nach folgender Beziehung aus allen drei Primärfarbenanteilen zusammengesetzt:

$$E_Y = 0,30 E_R + 0,59 E_G + 0,11 E_B \quad (1)$$

Jedes Farbfernsehsystem muß demnach in irgendeiner Form die drei Komponenten  $E_R$ ,  $E_G$  und  $E_B$  zur Helligkeitsinformation für den Schwarz-Weiß-Kanal zusammensetzen, wenn es austauschbar sein soll.

Die hier zu betrachtenden Schmalband-Farbfernsehsysteme benutzen eine Erkenntnis, die bereits von Mertz und Gray [1] im Jahre 1934 gewonnen wurde. Sie wiesen nämlich nach, daß das Frequenzspektrum einer Fernsehübertragung Energieanhäufungen um ganzzahlige Vielfache der Zeilenfrequenz aufweist. Dazwischen befinden sich Energielücken, die je nach der Art des übertragenen Bildes mehr oder weniger groß sind. Untersuchungen mit Spektralanalysatoren zeigten, daß großflächige Aufnahmen, die nicht viel Bildeinheiten enthalten, über 70% des Spektrums nicht ausnutzen. Wesentlich besser ist die Ausnutzung, wenn es sich um Bilder handelt, die sehr reich an Einzelheiten sind, z. B. Aufnahmen eines Fußball-Publikums aus größerer Entfernung. Aber auch dann bleiben Energielücken von etwa 50% bestehen. Erst Bilder, die normalerweise niemals durch Fernsehen übertragen werden, wie Schachbrettmuster allerkleinster Quadrate oder einige bestimmte geometrische Figuren, füllen die leeren Stellen weiter ein.

Auf diesen Tatsachen fußen die Farbfernseh-Schmalbandsysteme, denn sie nutzen die leeren Stellen des Spektrums zur Übertragung der Farbinformation ohne Erhöhung der Bandbreite der gesamten Übertragung aus.

Bezüglich der Eigenschaften der Informationsquelle „Farbfernsehkamera“ lassen sich aber noch weitere Feststellungen treffen. Ein farbiges Fernsehbild weist bis zu 40 Helligkeitswerte, 20 Farbtöne und etwa 10 unterscheidbare Farbsättigungswerte auf. Diese Angaben wurden aus Beobachtungsreihen gemittelt. Die Lücken im Frequenzspektrum der Schwarz-Weiß-Übertragung sind auch durch die Informationstheorie nachweisbar. Jedes Bild besitzt eine gewisse Redundanz. Bilder, die überhaupt keine Redundanz aufweisen, sind keine realen Bilder mehr, da nur das weiße Rauschen redundanzfrei ist. Die Redundanz eines Bildes erklärt sich durch die verhältnismäßig hohe Korrelation zwischen der Helligkeit nebeneinanderliegender Bildpunkte, der Korrelation aufeinanderfolgender Bildpunkte in verschiedenen Rastern und bei der Farbenübertragung durch die verschiedenen Korrelationen Helligkeit—Farbton, Helligkeit—Farbsättigung und Farbton—Farbsättigung. Die Wirkung all dieser flächenhaften und zeitlichen Korrelationen ist eine erhebliche Reduzierung des Nachrichteninhalts einer Fernsehsendung. Die Entropie farbiger Fernsehbilder einschließlich Helligkeit, Farbton und Farbsättigung liegt zwischen 9 und 10 bit/Symbol [2]. Das ergibt, bezogen auf ein vollständiges Fernsehbild mit rund 450 000 Bildpunkten eine Entropie von  $(40 \dots 45) \cdot 10^5$  bit.

## 3. Die Einschachtelung der Farbinformation in das Helligkeitsspektrum

### 3.1 Farbfernsehverfahren mit einem Zwischenträger

Die Notwendigkeit, aus Gründen der Austauschbarkeit alle drei Primärfarbenanteile nach (1) zu einem Helligkeitssignal für die Schwarz-Weiß-Übertragung zusammenzusetzen, läßt nur noch zwei weitere Kanäle für die Farbinformation offen, wenn nicht erhebliche Komplikationen des Modulationsverfahrens entstehen sollen. Da aber letzten Endes an den Gittern der Farbbildröhre drei Steuer-



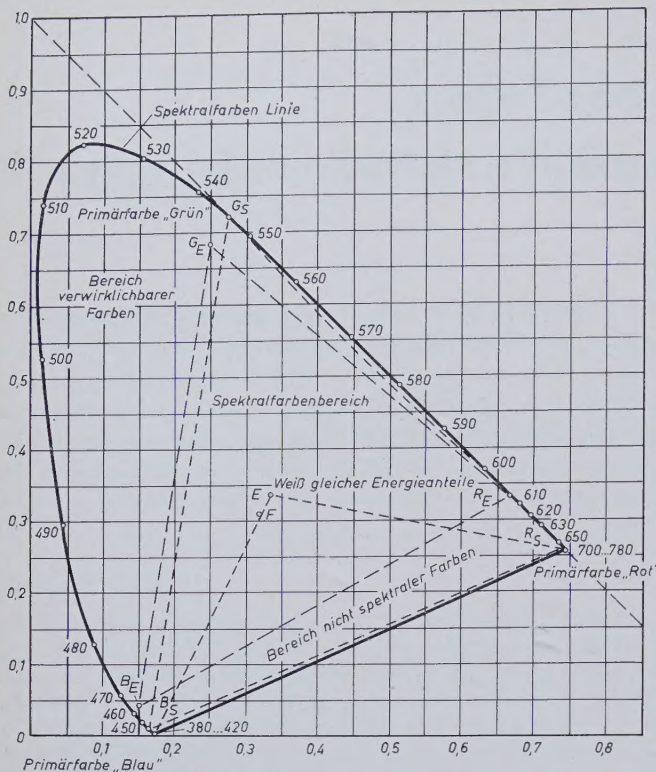


Abb. 1. Die Farbdreiecke der Sender- und Empfängerseite einer Farbfernsehkette im Spektralfarbenzug

spannungen  $E_R$ ,  $E_B$  und  $E_G$  wirken sollen, brauchte man für die Farbinformation drei Kanäle, wenn nicht zu einer besonderen Lösung in folgender Form Zuflucht genommen werden könnte: Da insgesamt drei Informationen aus der Fernsehkamera in den Colorplexer gelangen, muß es möglich sein, neben der Übertragung der Information  $E_Y$  nur noch zwei weitere durchzugeben, die Differenzspannungen darstellen,

$$E_Q = 0,41 (E_B - E_Y) + 0,48 (E_R - E_Y) \quad (2)$$

$$E_I = -0,27 (E_B - E_Y) + 0,74 (E_R - E_Y) \quad (3)$$

Die Gleichungen (1), (2) und (3) müssen nach den Grundsätzen der Mathematik die Möglichkeit ergeben, durch geeignete Addition unter Beachtung des Vorzeichens  $E_R$ ,  $E_B$  und  $E_G$  zurückzugewinnen.

Es sei erwähnt, daß die drei Farbspannungen sich auf Primärfarben beziehen, die in dem in Abb. 1 skizzierten Farbdreieck an den in Tab. I angegebenen Stellen der Spektralkurve liegen.

Tab. I. Farbwerte der 3 Primärfarben

| Primärfarbe | $x$  | $y$  |
|-------------|------|------|
| Rot (R)     | 0,67 | 0,33 |
| Grün (G)    | 0,21 | 0,71 |
| Blau (B)    | 0,14 | 0,08 |

Der Weißpunkt liegt in dem Farbdreieck der Abb. 1 bei den Koordinaten  $x = 0,310$ ;  $y = 0,316$ .

Das Modulationsproblem beim Farbfernsehverfahren mit einem Zwischenträger besteht nun darin, in das Helligkeitsspektrum einen Zwischenträger einzuschachteln, der mit zwei voneinander unabhängigen Farbinformationen in Form der erwähnten Farbdifferenzsignale moduliert ist und nicht auf die Übertragung der  $E_Y$ -Information übrspricht. Die doppelte Modulation des Farbzweischenträgers mit  $E_Q$  und  $E_I$  kann durch Anwendung des Prinzips der Synchronmodulation realisiert werden. Man versteht darunter die Modulation zweier Komponenten einer einzigen Trägerfrequenz, die sich im wesentlichen nur durch ihre gegenseitige Phasenlage unterscheiden. Man kann den Farbzweischenträger, der wegen des in Deutschland genormten 625-Zeilen-Fernsehsystems nicht, wie in der amerikanischen Norm, auf der 455. Harmonischen der halben Zeilenfrequenz liegt, sondern auf der 595. untergebracht werden dürfte, in zwei gegen-

einander um  $90^\circ$  phasenverschobene Komponenten aufspalten. Die Notwendigkeit, ungerade Vielfache der halben Zeilenfrequenz für den Farbzweischenträger zu benutzen, entsteht dadurch, daß man mit der Farbinformation in die Lücken der Helligkeitsinformation kommen muß, um eine Frequenzschachtelung zu erreichen. Rein praktisch betrachtet, ergibt sich damit zwischen aufeinanderfolgenden Rastern ein Phasensprung von  $180^\circ$ , so daß zwar in einem Raster die eingeschachtelte Farbinformation beispielsweise eine Aufhellung an einer betrachteten Bildstelle erzeugt, dafür aber im nächsten Raster die gleiche Stelle unter der Voraussetzung einer linearen Kennlinie der Bildwiedergaberöhre um den gleichen Betrag dunkelgesteuert wird. Damit gleichen sich die Hellsteuerungen eines Rasters mit den entsprechenden Dunkelsteuerungen des folgenden Rasters aus und das Auge, das diesen schnellen Helligkeitsänderungen in aufeinanderfolgenden Rastern nicht folgen kann, integriert die Steuerung durch die Farbinformation in einem Schwarz-Weiß-Bild zu Null aus. Es bemerkt also den Einfluß der eingeschachtelten Farbinformation auf das übliche unbunte Fernsehbild nicht.

Die Grenzen dieses Verfahrens sind klar zu erkennen: Der Ausgleich erfolgt nur dann vollständig, wenn die Farbinformation sich zwischen zwei Rastern nicht ändert, d. h. bei stehenden Bildern, Diapositiven. Je stärker die zeitliche Änderung der Farbinformation ist, um so mehr erfolgt ein Übersprechen auf den Schwarz-Weiß-Kanal. Das gilt nicht nur für das Schmalband-Farbfernsehverfahren mit einem Farbzweischenträger, sondern auch für das von der Firma Philips vorgeschlagene Verfahren mit zwei Zwischenträgern und besonderer Phasenumtastung bei Benutzung eines ganzzahligen Zeilenfrequenzvielfachen als zweite Zwischenträgerfrequenz. Beide Schmalbandverfahren zeigen diese, wenn auch praktisch nur geringen, Übersprechstörungen auf den Helligkeitskanal.

Die Wahl der 455. Harmonischen der halben Zeilenfrequenz im amerikanischen NTSC-System beruht auf der Frequenzteilung  $13 \cdot 7 \cdot 5$  der Farbzweischenträgerfrequenz 3,579545 MHz, um auf die halbe Zeilenfrequenz 7875 Hz zu kommen. Das NTSC-System [4] arbeitet mit 525 Zeilen und 60 Rastern im Zeilensprungverfahren 2 : 1. Für Deutschland kann nur ein 625-Zeilen-Verfahren mit 50 Rastern im Zeilensprung 2 : 1 in Betracht kommen. Wegen der größeren Auflösung gegenüber dem amerikanischen System ergibt sich dabei auch eine größere Bandbreite, und demzufolge muß der Abstand zwischen Bildträger- und Farbzweischenträgerfrequenz größer sein. Zweckmäßig scheint für Europa entweder eine Teilung durch  $7 \cdot 5 \cdot 5 \cdot 3 = 525$  oder  $17 \cdot 7 \cdot 5 = 595$  ausgehend von 4,1015625 MHz bzw. 4,6484375 MHz, um auf die halbe Zeilenfrequenz 7812,5 Hz zu kommen. Der Farbzweischenträger muß auf jeden Fall so liegen, daß keine störenden Interferenzen mit der Bildträgerfrequenz und dem Tonträger auftreten können und außerdem eine Restseitenbandmodulation der Farbinformation auf den Zwischenträger möglich wird.

Die Betrachtung der Frage, wohin man den Zwischenträger für die Farbinformation am zweckmäßigsten legt, verknüpft automatisch damit eine Untersuchung der zur Übertragung der Farbdifferenzsignale erforderlichen Frequenzbandbreiten.

Würde man eine Zweiseitenbandübertragung auf dem Farbzweischenträger durchführen wollen, dann läge die höchste Modulationsfrequenz des Farbenkanals wesentlich niedriger als bei einer Restseitenbandübertragung. Man legt andererseits absichtlich den Farbzweischenträger an das obere Ende des Frequenzkanals, weil sich damit die erwähnten Übersprechstörungen nicht im Gebiet der tiefen Helligkeitsfrequenzen bemerkbar machen können. Während das amerikanische NTSC-System für den Helligkeitskanal bei einer Farbzweischenträgerfrequenz von etwa 3,58 MHz eine Gesamtbreite von 4,1 MHz vorsieht, benutzt es auf Grund physiologischer Untersuchungen, die gezeigt haben, daß das Auge für die Farbinformation wesentlich unempfindlicher ist als für Helligkeits-Gradationsunterschiede, beim I-Kanal eine Durchlaßbreite von nur 1,5 MHz und beim Q-Kanal sogar von nur 0,5 MHz. Ein deutsches Farbfernsehsystem müßte wegen der höheren, durch die Zeilennorm gegebenen Bildauflösung für den I-Kanal 2,5 MHz und für den Q-Kanal etwa 0,8 MHz vorsehen.

Ein Eingehen auf Schaltungseinzelheiten scheint erst zweckmäßig, wenn das Prinzip des Modulationsverfahrens, bei dem zwei Informationsinhalte einen Träger modulieren, vorher kurz erläutert ist.



Es sei kurz auf den prinzipiellen Unterschied zwischen der Amplituden- und der Phasenmodulation an Hand der Abb. 2 hingewiesen. Bei der Amplitudenmodulation liegt der resultierende Vektor der Seitenbandfrequenzen in Richtung des Vektors der Trägerwelle. Dadurch ändert sich die Phasenlage der Trägerfrequenz beim Modulationsvorgang nicht. Bei der Phasenmodulation befindet sich der resultierende Vektor der Seitenbandfrequenzen phasenmäßig in einem

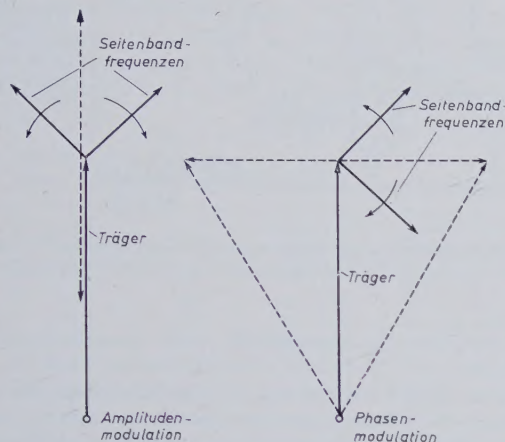


Abb. 2. Prinzip der Amplituden- und Phasenmodulation

Winkel von 90° zum Trägervektor. Man erkennt an der rechten Skizze der Abb. 2, daß der sich ergebende Hochfrequenzvektor nicht nur die gewünschte Phasenmodulation, sondern auch gleichzeitig eine unerwünschte Amplitudenmodulation erhält. Dieser Umstand bildet einen weiteren Grund für Beeinträchtigung der Farbfernsehübertragung im Verfahren mit einem Farbenzwischenträger. Abb. 3 zeigt die Aufspaltung des erwähnten Farbenzwischenträgers in eine *I*- und eine *Q*-Komponente, die gegeneinander um 90° in der Phase verschoben sind. Der *I*-Kanal wird also in einem zukünftigen deutschen Verfahren mit Seitenbandfrequenzen bis 2,5 MHz moduliert werden, der *Q*-Kanal dagegen nur mit Frequenzen bis zu 0,8 MHz. Beide Informationsinhalte auf den Zwischenträgerkomponenten werden dann auf einen gemeinsamen Ausgang geschaltet, in dem der Träger unterdrückt wird.

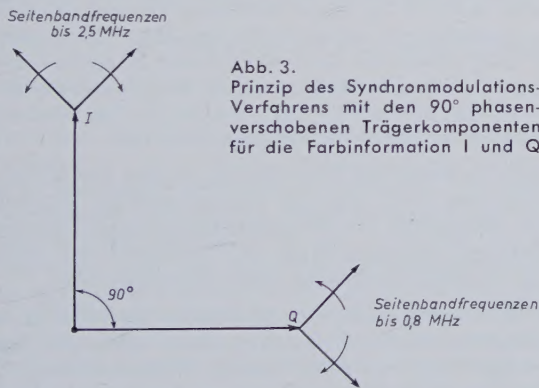


Abb. 3. Prinzip des Synchronmodulations-Verfahrens mit den 90° phasenverschobenen Trägerkomponenten für die Farbinformation *I* und *Q*

Die Demodulation ist danach nur dann möglich, wenn die Trägerfrequenz als Bezugsfrequenz für diese „Synchrondemodulation“ auf der Empfängerseite wieder zugefügt wird. Es läßt sich aber übersehen, daß ähnlich wie vorher nach Abb. 2 eine Störung dadurch eintritt, daß *Q*, bezogen auf den *I*-Träger, zwar phasenmoduliert erscheint, gleichzeitig aber eine störende Amplitudenmodulation bedingt. Bei der Demodulation wird die parasitäre, durch die Phasenmodulation der *Q*-Komponente, bezogen auf den *I*-Träger, hervorgerufene Amplitudenmodulation zu einem Übersprechen des *Q*-Kanals auf den *I*-Kanal Anlaß geben. Dieses Übersprechen ist um so geringer, je kleiner der Amplitudenmodulationsgrad der *I*- und *Q*-Komponente ist.

In Abb. 4 ist die Blockschaltung einer Farbfernseh-Übertragungskette für die Sender- und Empfängerseite skizziert. Zum Zwecke des

besseren Verständnisses des Modulationsverfahrens soll die Kodierung und Modulation bzw. Demodulation hieran kurz erläutert werden. Von der Farbfernsehkamera gelangen drei Signale auf drei Matrixteile für den *Y*-, *I*- und *Q*-Wert. In dieser Matrix werden die roten und grünen Kamerasignale über Phasenumkehrglieder in eine lineare Widerstandsanordnung geleitet. Die Phasenumkehr ist erforderlich, um für das rote Signal ein negatives Vorzeichen zur Erzeugung des *I*-Signals und für das grüne Signal ein negatives Vorzeichen zur Erzeugung des *Q*-Signals zu ergeben. Auf den Matrixteil folgt ein Filterteil, der alle drei Kanäle, also *Y*, *I* und *Q*, entsprechend begrenzt. Auf die Filteranordnung im *Y*-Kanal und ebenso im *I*-Kanal folgt je ein Verzögerungsglied. Dieses hat die Aufgabe, die Hüllkurven von *Y*, *I* und *Q* in die richtige Lage zueinander zu bringen. Die verschiedene Bandbreite der drei Kanäle verhindert, daß sie die gleiche Phasenverzögerung erleiden und damit ein Ausgleich unnötig würde.

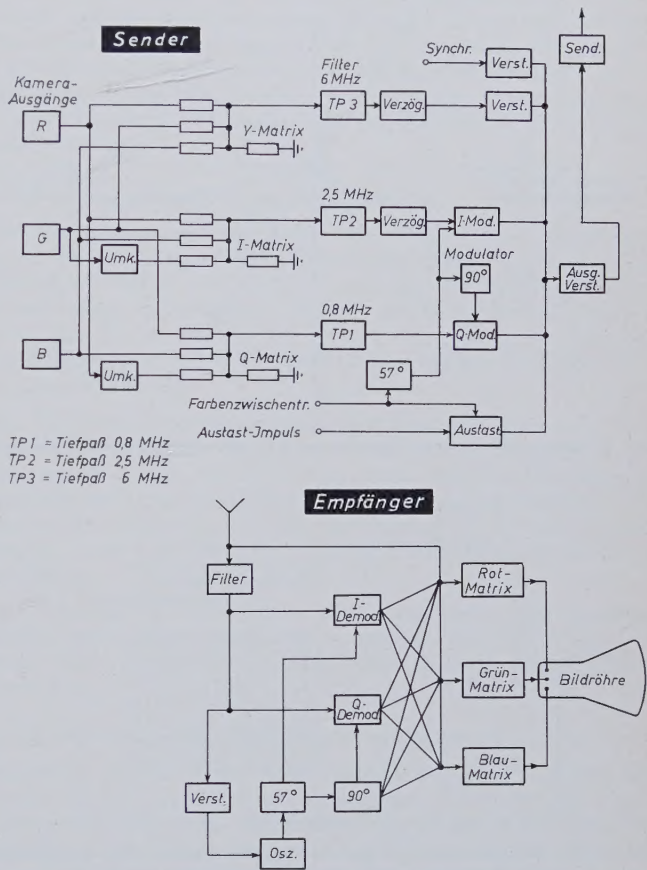


Abb. 4. Blockschaltung einer Farbfernseh-Übertragungskette nach dem Simultan-Verfahren mit einem Farbenzwischenträger

Auf den Matrix- und Filterteil folgt die eigentliche Modulationsanordnung für *I* und *Q*. Sie besteht aus dem Farbenzwischenträgeroszillator, der eine bestimmte vektorielle Lage gegenüber dem *I*- und *Q*-Signal aufweist, wie dies in Abb. 5 gezeigt ist. Die Phasenverschiebung zwischen dem Farbenzwischenträger und dem *I*-Signal ist im amerikanischen *NTSC*-System 57°. Die Gleichungen (1), (2) und (3) ergeben für die Farbdifferenzen folgende Beziehungen zu den Primärfarbenspannungen:

$$E_R - E_Y = +0,70 E_R - 0,59 E_G - 0,11 E_B \quad (4)$$

$$E_B - E_Y = -0,30 E_R - 0,59 E_G + 0,89 E_B \quad (5)$$

Für das *I*-Signal ergibt sich damit die Beziehung

$$E_I = 0,60 E_R - 0,32 E_B - 0,28 E_G \quad (6)$$

für das *Q*-Signal

$$E_Q = +0,21 E_R + 0,31 E_B - 0,52 E_G \quad (7)$$

Zur Erzeugung des *E<sub>I</sub>*- und *E<sub>Q</sub>*-Signals muß demnach der Farbenzwischenträger (siehe Abb. 5) zunächst eine Phasendrehung von 57° erfahren, um danach zur Erzeugung des *Q*-Signals noch einmal um 90° in der Phase verschoben zu werden [3].



Der Ausgang der  $I$ - und  $Q$ -Modulationsstufe führt zusammen mit dem Ausgang des Helligkeitskanals auf eine Additionsstufe, in der die drei Signale gemischt werden.

Das bereits angedeutete Prinzip der Synchrondemodulation erfordert auf der Empfängerseite einen phasestarken Farbenzweischenträger, der im Modulationsteil durch die Verwendung von Gegentaktmodulatoren unterdrückt wird. Man hat bei diesem System mit nur einem Farbenzweischenträger die Wiedergewinnung des erforderlichen Bezugswerts der Farbenzweischenträgerfrequenz in der Weise ermöglicht, daß man, wie in Abb. 6 angedeutet, auf die hintere Schwarz-  
 treppe des Zeilensynchronisierimpulses einen Schwingungszug von

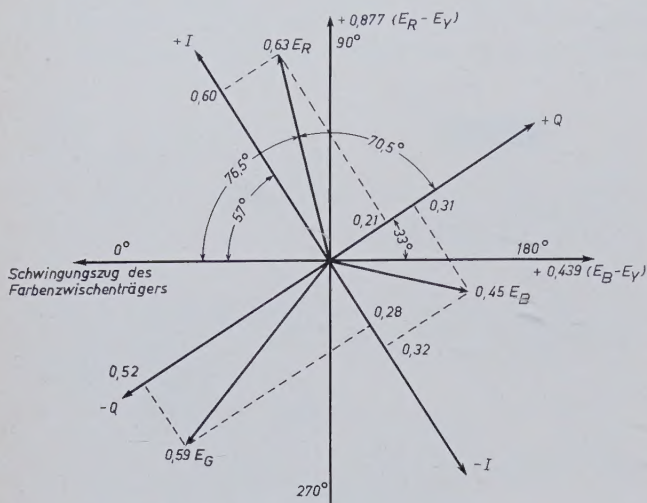


Abb. 5. Vektordiagramm des  $I$ - und  $Q$ -Signals relativ zum Farbenzweischenträger

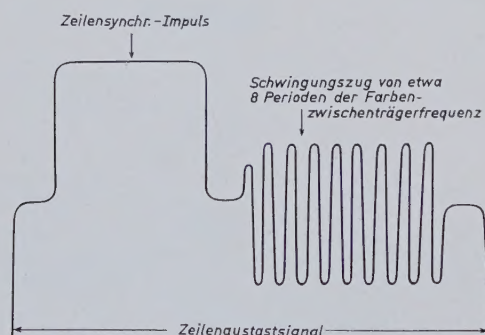


Abb. 6. Das Zeilensynchronisiersignal des amerikanischen NTSC-Farbfernsehsystems mit dem Farbsynchronisations-Schwingungszug

etwa 8 Perioden der Farbenzweischenträgerfrequenz aufsetzt. Mit diesen 8 Perioden wird auf der Empfängerseite ein Oszillator synchronisiert, der auf der Farbenzweischenträgerfrequenz frei schwingt. Die Abteilung der etwa 8 Perioden erfolgt auf der Senderseite in einer besonderen Stufe (Abb. 4).

Das Demodulationsschema der Empfängerseite ist ebenfalls in Abb. 4 skizziert. Bis zur Bildgleichrichtung ist die Schaltung eines Farbfernsehempfängers etwa die gleiche wie die eines normalen Schwarz-Weiß-Empfängers. Der Helligkeitskanal führt unmittelbar zu den Matrixschaltungen für das Rot-, Grün- und Blau-Elektronenstrahlensystem der Dreikomponentenbildröhre. Über ein Filter gelangt das vollständige Videosignal zum  $I$ - und  $Q$ -Demodulator. Ein besonderer Verstärker für den Farbsynchronisationsschwingungszug ermöglicht mit seinem Ausgang die Synchronisation des Empfängeroszillators für die Farbzweischenträgerfrequenz. Diese wird, wie bereits vorher auf der Senderseite, um  $57^\circ$  in der Phase gedreht und dem  $I$ -Demodulator zugeführt. Gleichzeitig erteilt ein weiteres phasendrehendes Glied der Schwingung des Empfängeroszillators eine Verschiebung von  $90^\circ$ , um den Bezugswert für den  $Q$ -Demodulator zu ergeben. Die Ausgänge der Demodulatoren führen zu drei Matrixschaltungen für die Rot-, Grün- und Blau-Bildröhrensteuerung.

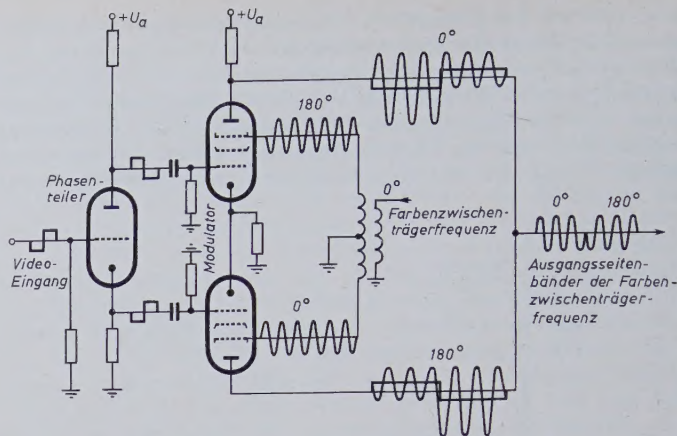


Abb. 7. Prinzipschaltbild eines Gegentaktmodulator-Zweiges für die Farbinformation mit Unterdrückung des Farbenzweischenträgers

In Abb. 7 ist das Prinzipschaltbild eines Gegentaktmodulators skizziert, dessen erste Stufe eine Phasenteilerstufe darstellt [3]. Die Aufgabe dieser Modulatorschaltung ist die Modulation des Farbenzweischenträgers mit dem Nachrichteninhalte der Farbe; ausgangsseitig soll der Modulator dabei jedoch nicht den Videokanal der Farbe oder den Farbenzweischenträger aufweisen, sondern nur die Seitenbänder, die bei dem Modulationsvorgang entstanden.

Die Eingangsstufe der Abb. 7 ist so aufgebaut, daß an der Katode und der Anode gleiche Signalamplituden herrschen. Das Anodensignal befindet sich in einer Phasenverschiebung von  $180^\circ$  gegenüber dem Signal am Gittereingang. Das Signal an der Katode weist dieselbe Phase auf wie das am Gitter. Die beiden Signale werden vom Phasenteiler den Steuergittern zweier Modulatorröhren zugeleitet. Aus diesem Grunde sind die Signale an den Steuergittern in der Amplitude zwar gleich, liegen aber phasenmäßig entgegengesetzt. Da die Anoden der Modulatorröhren auf einen gemeinsamen Außenwiderstand arbeiten und die Kennlinie der Modulatoren als linear vorausgesetzt werden kann, löschen sich die Spannungen an den Steuergittern am Modulatorausgang aus.

Da für die Zwecke der Gegentaktmodulation Röhren verwendet werden, bei denen die Bremsgritter sich ebenfalls zur Steuerung benutzen lassen, wird das Farbenzweischenträgersignal so auf die Bremsgritter eingespeist, daß z. B. die obere Modulatorröhre die Zwischensträgerfrequenz gegenüber der unteren Röhre mit einer Phasenverschiebung von  $180^\circ$  erhält. Technisch ist diese Verschiebung sehr einfach durchzuführen, indem man die Enden einer in der Mitte geerdeten Sekundärspule an die Bremsgritter legt. Die Amplituden werden so eingestellt, daß sie an beiden Bremsgrittern gleich sind.

Wenn man die Steuerung durch die Bremsgritter der beiden Röhren betrachtet, dann stellt man fest, daß bei alleiniger Beaufschlagung durch die Bremsgritter am Modulatorausgang genau wie vorher bei einer alleinigen Steuerung durch die Steuergitter das resultierende Signal am Modulatorausgang zu Null kompensiert wird.

Um die Wirkungsweise des Gegentaktmodulators weiter zu verfolgen, soll angenommen werden, daß sich in einem bestimmten Augenblick die Steuerspannung der oberen Modulatorröhre in positiver Richtung bewegt, während die der unteren Röhre negativ wird. Der Anodenstrom der oberen Modulatorröhre wird also steigen, während der der unteren Modulatorröhre fällt. Da der Verstärkungsfaktor eine Funktion des Anodenstroms ist, verstärkt der obere Modulator das Signal am Bremsgritter mehr als der untere Modulator. Es kann deswegen jetzt keine vollständige Auslöschung des Signals am Modulatorausgang mehr erfolgen, vielmehr kompensiert der untere Modulator nur einen Teil des Anodensignals des oberen Modulators. Der mittlere Anodenstrom wird daher so verlaufen, daß der Ausgang des Gegentaktmodulators eine Amplitude hat, die der Eingangssignalamplitude proportional ist, im übrigen aber eine Phase hat, die wegen der  $180^\circ$ -Phasendrehung durch die Röhre entgegengesetzt zur Bremsgritterphase liegt. Wenn die Polarität des Eingangssignals wechselt, ändern sich alle Bedingungen und die Phase des Modulatorausgangs dreht sich um  $180^\circ$ , wobei die Amplitude der Ausgangsseitenbänder der des Videoeingangs proportional ist.



Von diesem Typ eines Gegentaktmodulators werden in einem Farbfernseher mit einer Farbenzwischenträgerfrequenz zwei Stück benötigt. Der eine dieser Modulatoren wird durch  $R - Y$  amplitudenmoduliert, der andere durch  $B - Y$ . Diese beiden Modulatoren werden so geschaltet, daß zwischen ihnen ein Phasenunterschied des Farbenzwischenträgers von  $90^\circ$  auftritt. So hat der Ausgang des  $(B - Y)$ -Modulators also entweder  $0^\circ$  oder  $180^\circ$  Phasenlage, je nach der Polarität des  $(B - Y)$ -Videoeingangs. Der  $(R - Y)$ -Modulator bekommt seinerseits eine Phasenlage von  $90^\circ$  oder  $270^\circ$ .

Die verschiedenen Phasenlagen der Farbdifferenzsignale bedingen, daß die Phase der resultierenden Farbinformations-Seitenbänder jeden Wert zwischen  $0^\circ$  und  $360^\circ$  annehmen kann, denn es ergibt sich ein Bild nach Tab. II.

**Tab. II.**  
**Phase der resultierenden Farbinformations-Seitenbänder**

| $(B - Y)$   | $(R - Y)$   | resultierende Phase         | resultierender Farbton (Abb. 5) |
|-------------|-------------|-----------------------------|---------------------------------|
| $0^\circ$   | $90^\circ$  | $0^\circ \dots 90^\circ$    | gelb bis rot                    |
| $180^\circ$ | $90^\circ$  | $90^\circ \dots 180^\circ$  | rot bis blau                    |
| $180^\circ$ | $270^\circ$ | $180^\circ \dots 270^\circ$ | blau bis grün                   |
| $0^\circ$   | $270^\circ$ | $270^\circ \dots 360^\circ$ | grün bis gelb                   |

Die Farbsättigung wird im Diagramm Abb. 5 durch den Betrag des Vektors, der Farbton in der oben angegebenen Weise durch seine Phase festgelegt. Dabei hat man für die dem Farbfernseher zugeführte resultierende Gesamtspannung zu setzen

$$E_M = E_Y + [E_Q \sin(\omega t + 33^\circ) + E_I \cos(\omega t + 33^\circ)] \quad (8)$$

Setzt man in (8) die Gleichungen (6) und (7) ein, dann erhält man

$$E_M = E_Y + 0,493 (E_B - E_Y) \sin \omega t + 0,877 (E_R - E_Y) \cos \omega t \quad (9)$$

Die Phasenlage der etwa 8 Perioden des Farbenzwischenträgerschwingungszuges auf der hinteren Schwarzstufe ist  $\sin(\omega t + 180^\circ)$ . Für Frequenzen über 800 kHz in einem Farbenzwischenträgersystem der deutschen Fernsehnorm (625 Zeilen 25 Bildwechsel) und im amerikanischen NTSC-System (525 Zeilen 30 Bildwechsel) [4] oberhalb von 500 kHz kann der erste Ausdruck in (8) fortgelassen werden, da oberhalb dieser Grenzen  $E_Q = 0$  wird. Dann wird

$$E_M = E_Y - \frac{1}{2} E_I \sin[(\omega - \omega') t + 33^\circ - \varphi] \quad (10)$$

Darin ist  $E_I$  die Amplitude einer einzelnen Farbsignal-Videokomponente bestimmter Kreisfrequenz  $\omega'$  und bestimmter Phase  $\varphi$ .

### 3.2 Farbfernsehverfahren mit zwei Zwischenträgern

Die Frequenzschachtelung (frequency interlace), die bei der Verwendung eines einzigen Farbenzwischenträgers die Möglichkeit bietet, ohne wesentliche Beeinträchtigung des Schwarz-Weiß-Kanals die Farbinformation noch im normalen Frequenzband der üblichen Fernsehnorm zu übertragen, benutzt dazu den für die Farbinformation im Helligkeitskanal auftretenden Phasensprung von  $180^\circ$  zwischen aufeinanderfolgenden Rastern; von dem Gedanken der Phasenumtastung macht auch das Schmalband-Farbfernsehverfahren mit zwei Zwischenträgern Gebrauch. Dieses Verfahren arbeitet ohne Synchronmodulation und -demodulation und benötigt auch auf der Empfängerseite keine Rückgewinnung des Farbenzwischenträgers. Das Helligkeitssignal wird ebenso gebildet und übertragen wie beim vorbeschriebenen Verfahren. Auch die erste Hilfsträgerfrequenz wird wie beim NTSC-System auf ein ungerades Vielfaches der halben Zeilenfrequenz gelegt, z. B. auf etwa 3,5 MHz nach der amerikanischen Norm. Sie kann sich dann infolge der sich ergebenden Phasensprünge von  $180^\circ$  zwischen zwei aufeinanderfolgenden Rastern im Helligkeitskanal nicht bemerkbar machen. Die zweite Hilfsträgerfrequenz läßt sich nun aber nicht mehr auf einem ungeraden Vielfachen der halben Zeilenfrequenz unterbringen, weil dann der gegenseitige Abstand beider Hilfsträger einem geraden Vielfachen der halben Zeilenfrequenz entspräche. Sie wird also auf ein ganzes Vielfaches der Zeilenfrequenz gelegt und von Raster zu Raster um  $180^\circ$ , also auf  $\pm 90^\circ$  umgetastet. Damit löscht sich der Einfluß auf den Helligkeitskanal wieder aus. Zur Vermeidung störender Aufwärtsbewegungen durch untereinanderliegende Bildpunkte in verschiedenen Rastern wird auch die erste Hilfsträgerfrequenz rasterweise um  $90^\circ$ , also auf  $\pm 45^\circ$  umgetastet.

So ist die erste Hilfsträgerfrequenz proportional

$$\cos \left[ 2\pi \left( n + \frac{1}{2} \right) \cdot f_{zt} \pm \frac{\pi}{4} \right]$$

die zweite Hilfsträgerfrequenz proportional

$$\cos \left[ 2\pi m f_{zt} \pm \frac{\pi}{2} \right]$$

und die Differenzfrequenz proportional

$$\cos \left[ 2\pi \left( m - n + \frac{1}{2} \right) f_{zt} \pm \frac{\pi}{4} \right]$$

Die Phasensprünge verfolgen somit einen doppelten Zweck, nämlich einmal den, beim zweiten Hilfsträger (der für 525 Zeilen etwa bei 4,6 MHz liegen kann) den Einfluß auf den Helligkeitskanal zu unterbinden, und zweitens, beim ersten Hilfsträger die störenden aufwärtswandernden Linien zu brechen. Die Rückgewinnung des gesamten Farbinformationsinhalts beruht bei diesem Verfahren nicht auf der Anwendung einer Bezugsfrequenz wie bei dem System mit einem Farbenzwischenträger, sondern auf der Anwendung eines Bezugsamplitudenwertes.

### 4. Modulationsprobleme in Farbfolgeverfahren

Die Übertragung mehrerer Informationen über einen Nachrichtenkanal ist seit langem als „Multiplexverfahren“ bekannt. Solche Multiplexverfahren sind allein in der Lage, ein Schmalband-Farbfernsehsystem zu realisieren. Für die Farbfernsehtchnik kommen außer den in den Abschnitten 3.1 und 3.2 behandelten Frequenz-Multiplexsystemen noch Zeit-Multiplexsysteme und Pegel-Multiplexsysteme in Betracht.

Die Farbfernsehtwicklung kennt Zeit-Multiplexsysteme als Farbfolgeverfahren, die zur Gruppe der Schmalbandsysteme gehören. Dabei handelt es sich um die Variante, den gesamten Übertragungskanal kurzzeitig nacheinander der Übertragung jeder einzelnen Information zur Verfügung zu stellen. Man bedient sich also einer auf der Sende- und Empfangsseite synchron laufenden Kommutatorschaltung.

Die Umschaltung zwischen den drei Primärfarben ist theoretisch raster-, zeilen- oder bildpunktweise möglich. Dabei kann man entweder scharf schaltende oder sinusförmig schaltende Kommutatoren verwenden.

#### 4.1 Kommutierung durch Rechteckimpulse

Shannon zeigte in einer seiner Arbeiten [5], daß die höchste Frequenz, die nach gleichförmiger periodischer Kommutierung wiedergewonnen werden kann, eine Periode hat, die gleich dem doppelten zeitlichen Kommutierungsabstand ist. Unmodulierte Rechteckimpulse der Zeitdauer  $t$ , der Periode  $T$  und der Amplitude  $A$  lassen sich durch eine Fourierreihe

$$F(t) = A \frac{T_i}{T} \left( 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n \alpha t \right) \quad (11)$$

darstellen. Darin sind

$$\alpha = \frac{2\pi}{T} \sin \left( n \pi \frac{T_i}{T} \right) \quad a_n = \frac{T_i}{n \pi T}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Man kann mit (11) eine Funktion

$$f(t) = B(1 + m \cos \omega t) \quad (12)$$

abtasten, wenn  $2\omega < \alpha$  und  $m$  der Modulationsgrad ist. Dabei kann (12) z. B. als Farbinformation aufgefaßt werden [6]. Der Einfachheit halber ist (12) nur als Funktion einer Frequenz dargestellt. Das Ergebnis der Kommutierung ist eine durch das Produkt von (11) und (12) gegebene Impulsamplitudenmodulation. Man kann das Produkt durch ein Tiefpaßfilter idealisierter rechteckiger Durchlaßkennlinie



mit der Grenzfrequenz  $\omega_g$  leiten und hat dann zwischen zwei Fällen zu unterscheiden:

a) Zweiseitenbanddurchlaß

$$BA \frac{T_i}{T} \left\{ 1 + m \cos \omega t + 2 a_1 \cos \alpha t + m a_1 [\cos(\alpha - \omega)t + \cos(\alpha + \omega)t] \right\} \\ = BA \frac{T_i}{T} (1 + m \cos \omega t) (1 + 2 a_1 \cos \alpha t) \quad (13)$$

wobei  $\alpha + \omega < \omega_g < 2\alpha - \omega$  ist.

b) Einseitenbanddurchlaß

$$BA \frac{T_i}{T} \left\{ 1 + m \cos \omega t + 2 a_1 \cos \alpha t + m a_1 \cos(\alpha - \omega)t \right\} \\ = BA \frac{T_i}{T} \left\{ (1 + m \cos \omega t) (1 + 2 a_1 \cos \alpha t) - m a_1 \cos(\alpha + \omega)t \right\} \quad (14)$$

wobei  $\alpha < \omega_g < \alpha + \omega$  ist.

(13) und (14) stellen die zum Empfänger übertragenen Signale nach Kommutierung und Filterung dar, dabei ist  $a_1$  für kleine Tastverhältnisse  $\frac{T_i}{T}$  nahezu 1.

(13) zeigt, daß die Größtwerte bei Werten von  $\alpha t$  gleich ungeraden Vielfachen von  $2\pi$  auftreten. Die Nullwerte liegen bei  $120^\circ$  und  $240^\circ$ . Hat der Empfänger, durch den das Signal nach (13) läuft, eine Phasenverzögerung  $t_\varphi$  und erfolgt die Kommutierung in ihm synchron zur Senderseite, dann ist die Ausgangsspannung eines Empfängerkanales nach der Kommutierung durch eine ähnliche Funktion wie (11)

$$u = BA \frac{T_i}{T} (1 + m \cos \omega' t) (1 + 2 a_1 \cos \alpha' t) A' \frac{T_i}{T} \cdot \\ (1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} a'_n \cos n \alpha' t) \quad (15)$$

gegeben, wenn  $t' = t + t_\varphi$  ist. Für  $\alpha' t = 2\pi n$  besteht die Ausgangsspannung also aus schmalen Impulsen, deren Amplituden die Originalfunktion wiedergeben. Nach Durchlauf durch ein Tiefpaßfilter der oben erwähnten Eigenschaften mit  $\omega < \omega_g < (\alpha - \omega)$  ergibt sich die Originalfunktion selbst, multipliziert mit einer Konstanten, zu

$$u = 3 A A' \left( \frac{T_i}{T} \right)^2 B (1 + m \cos \omega' t) \quad (16)$$

Sobald der Empfängerkommutator  $120^\circ$  oder  $240^\circ$  in der Phase gegen den Senderkommutator verschoben ist, ist sein Ausgang Null. Daraus folgt, daß man drei Farbinformationen ohne gegenseitige Beeinträchtigung übertragen kann. Der Nachteil dieses Verfahrens sind Verzerrungen und Übersprechen bei Anwendung der Einseitenbandübertragung und die Notwendigkeit der Verwendung von Impulsen einer Anstiegszeit von etwa  $0,018 \mu s$  und einer Zeitdauer von  $0,036 \mu s$ .

#### 4.2 Kommutierung mittels trigonometrischer Funktionen

Die Spannungsverläufe des roten, grünen und blauen Kameraausgangs seien  $u_R(t)$ ,  $u_G(t)$  und  $u_B(t)$ . Die Kommutierung mittels einer cos-Funktion beruht darauf, zunächst eine geeignete Oszillatorfrequenz zu erzeugen und danach diese Frequenz zweimal um je  $120^\circ$

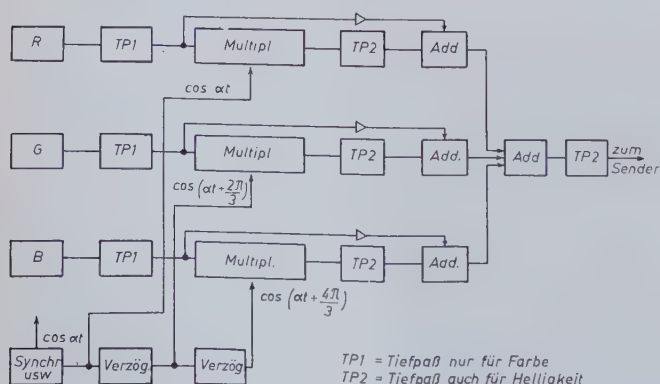


Abb. 8. Die Kommutierung der drei Ausgangsspannungen einer Farbfernsehkamera durch eine Cosinusfunktion mit drei um  $120^\circ$  verschobenen Phasenlagen

in der Phase zu verschieben. Diesen drei phasenverschobenen cos-Funktionen werden geeignete Gleichstromkomponenten hinzugefügt. Die entstehenden Spannungen werden durch die Farbinformationen  $u_R(t)$ ,  $u_G(t)$  und  $u_B(t)$  moduliert, danach addiert und zusammen übertragen. Dafür gilt

$$u_{res}(t) = u_R(t) \left[ 1 + 2 \cos \alpha t \right] + u_G(t) \left[ 1 + 2 \cos \left( \alpha t + \frac{2\pi}{3} \right) \right] \\ + u_B(t) \left[ 1 + 2 \cos \left( \alpha t + \frac{4\pi}{3} \right) \right] \quad (17)$$

Die Modulation erfolgt in drei elektronischen Multiplikatoren, deren Ausgängen je ein Signal  $k_1 \cdot u_R(t)$ ,  $k_2 \cdot u_G(t)$  und  $k_3 \cdot u_B(t)$  hinzugefügt wird, so daß sich die Wirkung einer Trägermodulation durch eine Gleichspannung im fernsehtechnischen Sinne ergibt. Abb. 8 soll diesen Modulationsvorgang veranschaulichen.  $k_1$ ,  $k_2$  und  $k_3$  sind Konstanten.

Das Besondere an dieser Modulation ist, daß immer zwei Kanalspannungen durch Null gehen, während die dritte ihr Maximum aufweist. Der kombinierte Ausgang des ganzen Cosinuskommutators hat also alle  $120^\circ$  einen Spannungswert, der nacheinander den zum jeweiligen Zeitpunkt vorhandenen Amplituden der Kameraausgänge entspricht. Empfängerseitig ist die benötigte Kommutatoranordnung durchaus ähnlich aufgebaut. Dieses Kommutatorsystem dürfte dem vorher geschilderten Verfahren überlegen sein und die gleichen Ergebnisse bei kleinerem Aufwand erreichen.

#### Schrifttum

- [1] Mertz, P., u. Gray, F.: A Theory of Scanning and its Relation to the Characteristics of the Transmitted Signal in Telephotography and Television. Bell Syst. techn. J. Bd. 13 (1934) S. 464—515
- [2] Neidhardt, P.: Der Informationsinhalt der Farbfernsehung als Funktion der Nachrichtenkapazität des Übertragungskanaals. Nachr.-Techn. Bd. 4 (1954) Nr. 2, S. 54—62
- [3] ● RCA Service Company, Inc.: Practical Color Television for the Service Industry. New York 1954
- [4] ● Cahill, I. T., Werner, R. L., Houston, R. B., u. Beyer, E. B.: Petition of RCA and NBC for Approval of Color Standards for the RCA Color Television System. New York 1953
- [5] Shannon, C. E.: Communication in the Presence of Noise. Proc. IRE Bd. 37 (1949) S. 10—21
- [6] Marchand, N., Holloway, H. R., u. Leifer, M.: Analysis of Dot-Sequential Color Television. Proc. IRE Bd. 39 (1951) S. 1280—1287

## FUNK-TECHNIK

RADIO · FERNSEHEN · ELEKTRONIK

brachte in den letzten Heften u. a. folgende Beiträge:

#### 2. Februarheft 1956 (Nr. 4)

Unruhvolle Funk-Entstörung

Technische Analyse der Fernsehempfänger 1955/56  
Langstrecken-Übertragungsmöglichkeiten für Mikrowellen  
Zur Standortbestimmung von Fernsehstörern:  
FS-Frequenz-Panoramaempfänger  
Die Aufzeichnung von Fernsehsignalen auf Magnetband  
Zweinormen-Tonadapter für Fernsehempfänger nach dem  
Zwischenträgerverfahren  
25-W-Qualitätsverstärker »Hififon«  
Regelungs- und Steuerungstechnik

#### 1. Märzheft 1956 (Nr. 5)

Die Technik der neuen Kofferempfänger  
Fernsehempfänger »Leonardo« — Eine Schaltungsanalyse  
Der Feldtransistor  
Doppelsuper für das 2-m-Band  
Ein selbstgebautes Koffersuper mit gemischter Bestückung  
Einfache Rechnungen am elektronisch stabilisierten Netzgerät

Von Sendern und Frequenzen • Kurznachrichten • Zeitschriftendienst

Beilagen: Dimensionierung von Siebgliedern in Netzanschlußgeräten • Rückwirkungen durch Gitter-Anodenkapazität und ihre Beseitigung • Prüf- und Meßgeräte • Prüfen und Messen

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH · Berlin-Borsigwalde



Es bestehen grundsätzlich zwei Möglichkeiten, einen selektiven Resonanzverstärker mit RC-Gliedern aufzubauen. Bei der ersten Möglichkeit wird ein RC-Glied in den Mitkopplungszweig geschaltet. Diese Schaltungsart wurde bereits in einem früheren Beitrag<sup>1)</sup> ihrer Bedeutung entsprechend hinreichend eingehend als Ausbildungsmöglichkeit der Vorstufe des RC-Generators behandelt. Ihre Schwächen sind Instabilität und Schwingneigung. Diese werden bei der zweiten Möglichkeit vermieden. Sie besteht darin, daß eine Umkehrung der RC-Glieder in den Gegenkopplungszweig geschaltet wird. Dadurch ergibt sich für die Resonanzfrequenz die geringste Gegenkopplung und somit die größte Verstärkung.

Zunächst erscheint es unmöglich, daß ein derartiger Verstärker dieselben Einschwingvorgänge zeigt wie ein rückgekoppelter, jedoch ist daran zu denken, daß die abklingende Schwingung bereits an einer Resonanzkurve, auf die Rechteckimpulse gegeben werden, durch Fourieranalyse ohne besondere Voraussetzungen berechnet werden kann [12]. Auch bewies Küpfmüller [2], daß Bandbreite und Einschwingzeit einander umgekehrt proportional sind. Insofern bietet also der gegengekoppelte Verstärker auch nicht den geringsten Vorteil. Seine Vorteile liegen vielmehr in der überaus guten Stabilität.

Die Kurven des selektiven Verstärkers sind ebenfalls mit Hilfe der Ortskurve zu gewinnen. Für die Schaltung des Verstärkers und die Zusammensetzung der drei Spannungsvektoren gelten Abb. 13 und 14 S. 49, a. a. O. Nur zeigt  $u_k$  für die Resonanzfrequenz nicht mehr in die Richtung von  $u_e$ , sondern in die genau entgegengesetzte. Aus diesem

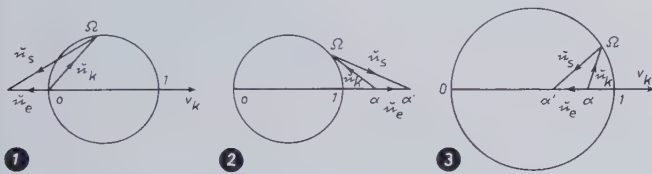


Abb. 1. Konstruktion der Ortskurve zur Berechnung des RC-Verstärkers. Abb. 2. Ortskurve des RC-Verstärkers für  $\alpha > 1$ . Abb. 3. Ortskurve des RC-Verstärkers für  $0 \leq \alpha < 1$

Grunde liefert auch nicht mehr Abb. 15, S. 49, a. a. O., die Ortsvektoren, sondern Abb. 1. Es wird also nach links die Eingangsspannung  $u_e$  aufgetragen und zwar wegen der Normierung auf  $\Re_N$  mit der Länge

$$u_e = \frac{v_k}{V_0} = \frac{1}{v} \quad (1)$$

wobei  $V_0$  das Verhältnis  $u_k:u_e$  für  $\Omega = 1$  ist, Abb. 13 S. 49, a. a. O. Es kann also höchstens gleich der Verstärkung des Verstärkers sein.  $u_k$  und  $u_s$  sind wieder die rückgekoppelte und steuernde Spannung. Auch ist  $u_s$  wieder umgekehrt proportional der Verstärkung. Durch Anwendung der Brückenschaltung kann wieder der Ausgangspunkt von  $u_k$  verschoben werden. Natürlich muß dann  $u_e$  denselben Ausgangspunkt  $a$  haben, wobei die Länge erhalten bleibt. Hierdurch ergibt sich die Ortskurve Abb. 2.  $u_s$  hat also jetzt einen Ausgangspunkt  $a'$ . Je nachdem ob  $a \geq 1$  oder  $a < 1$  gewählt wird, muß, damit wirkliche Gegenkopplung eintritt, der Verstärker um 0 oder  $\pi$  drehen. Bei  $0 \leq a < 1$  ist darauf zu achten, daß für die ganz hohen und ganz tiefen Frequenzen Mitkopplung auftritt, die zu Instabilitäten führen kann (vgl. Abb. 3). In diesem Fall ist nunmehr der Verstärker gesondert bei den höchsten und tiefsten Frequenzen zu betrachten. Weiterhin ist zu beachten, daß der selektive RC-Verstärker nie mit mehr als zwei Stufen ausführbar ist. Unter Benutzung der Grenzfrequenzen der Kopplungsglieder ist dann eine Phasenverschiebung um  $180^\circ$  möglich. Dadurch wird aus dem gegengekoppelten Verstärker ein rückgekoppelter, was Instabilität, Schwingung oder Durchlaß weiter Frequenzen zur Folge hat. (Letztere Eigenschaft kann gegebenenfalls

nutzbar gemacht werden.) Am besten arbeitet der gegengekoppelte Verstärker bei  $a = 1$ . In diesem Punkt wird nämlich, wie leicht aus den Abbildungen zu ersehen ist, die geringste Bandbreite und gleichzeitig größte Resonanzverstärkung erreicht. Sie ist gleich der Verstärkung ohne Gegenkopplung, da ja keine Spannung zurückgeführt wird. Eine einfache Bandbreiteregulierung ist durch die Verstärkung möglich. Diese kann auch durch Ändern der Größe  $u_k$  geschehen, weil sich dann  $u_e$  gemäß (1) ändert. Je größer die reduzierte Verstärkung  $v$  ist, um so geringer ist die Bandbreite. Zur Berechnung wird von Abb. 2 ausgegangen, woraus mit (8), S. 22, a. a. O.,

$$u_s^2 = a'^2 + \frac{1 - 2a'}{1 + s^2(\Omega^2 - 1/\Omega^2)} \quad (2)$$

folgt. Außerdem gilt auch

$$a' = a + \frac{1}{v} \quad (3)$$

wobei, je nachdem ob  $a \geq 1$  oder  $a = 1$ ,  $v$  positiv oder negativ sein kann. Wird (3) in (2) eingesetzt, so folgt

$$u_s^2 = \left(a + \frac{1}{v}\right)^2 + \frac{1 - 2a - \frac{2}{v}}{1 + s^2\left(\Omega^2 - \frac{1}{\Omega^2}\right)} \quad (4)$$

Für  $\Omega = 1$  wird nach kurzer Zwischenrechnung

$$u_{s|0} = \frac{1}{v} + a - 1 \quad (5)$$

Bei selektiven Verstärkern interessiert hauptsächlich die relative Frequenzbreite  $f$ , bei der die Verstärkung um den Faktor  $g$  abgesunken ist. Es muß also sein

$$|u_s| = g \cdot |u_{s|0}| \quad (6)$$

Durch Einsetzen von (5) und (6) in (4) folgt dann

$$s^2\left(\Omega^2 - \frac{1}{\Omega^2}\right)^2 = \frac{\left(\frac{1}{v} + a - 1\right)^2}{\frac{g^2}{g^2 - 1} \left(2v + 2a - 1\right) - \left(\frac{1}{v} - a\right)^2} \quad (7)$$

Da für die Lösungen immer  $\Omega_1 = 1/\Omega_2$  sein muß und die relative Frequenzbreite durch  $f = |\Omega_1 - \Omega_2|$  gegeben ist, liefert die letzte Formel für  $a = 1$

$$f = \frac{1}{s} \sqrt{\frac{g^2 - 1}{(v + 1)^2 - g^2}} \quad (8)$$

Für  $v^2 \gg g^2 > 1$  also  $V_0^2 \gg g^2 v_k^2$  folgt weiter

$$f = \frac{\sqrt{g^2 - 1}}{s \cdot v} \quad (9)$$

Wird noch, wie es allgemein üblich ist,  $g = \sqrt{2}$  gesetzt, so folgt die relative Bandbreite zu

$$b = \frac{1}{s \cdot v} \quad (10)$$

$g = 2$  liefert die relative Halbwertbreite mit

$$h = \frac{\sqrt{3}}{s \cdot v} \quad (11)$$

Durch Vergrößern von  $s$  und  $v$  sinkt die Bandbreite. Für  $s = 0,33$  und  $v = 30$  ist die Bandbreite nur noch 10%. Wie auch sofort zu sehen ist, wird für unendliche Verstärkung die Bandbreite gleich Null, das heißt, sie läßt sich beliebig klein machen. Dieses gilt jedoch nur für genau  $a = 1$ . Bei auch nur geringer Abweichung von diesem Wert bleibt, selbst bei unendlicher Verstärkung, eine endliche Bandbreite.

<sup>1)</sup> ELEKTRONISCHE RUNDSCHAU Bd. 10 (1956) Nr. 1, S. 21—24, Nr. 2, S. 49 bis 52 (Textverweisungen auf diese Arbeit weiterhin durch „a. a. O.“)



Diesen Sachverhalt werden die folgenden Betrachtungen erläutern. Es sei dazu  $a = v_k$ , was immer für die Umkehrung der  $RC$ -Glieder entsprechend der Abb. 10 S. 23, a. a. O., gilt. Hierdurch geht (7) über in

$$f^2 = \frac{1}{s^2} \cdot \frac{\left(\frac{1}{v} - v_k - 1\right)^2}{\frac{2g^2}{g^2-1} \left(\frac{1}{v} + v_k - \frac{1}{2}\right) - \left(\frac{1}{v} - v_k\right)^2} \quad (12)$$

Für  $V \rightarrow \infty$  liefert dieser Ausdruck

$$f_{\infty}^2 = \frac{1}{s^2} \cdot \frac{(g^2 - 1) \cdot (v_k - 1)^2}{2g^2 \left(v_k - \frac{1}{2}\right) - v_k^2 (g^2 - 1)}$$

Wird noch  $g = \sqrt{2}$  gesetzt, so ergibt sich der Grenzwert der Bandbreite zu

$$b_{\infty} = \frac{v_k - 1}{s \cdot \sqrt{4v_k - 2 - v_k^2}}$$

Wird weiter

$$a = v_k = 1 + \varepsilon \quad (13)$$

gesetzt, so folgt schließlich

$$b_{\infty} = \frac{\varepsilon}{s \cdot \sqrt{1 + 2\varepsilon - \varepsilon^2}} \quad (14)$$

Dieser Grenzwert geht noch für  $\varepsilon \ll 1$  über in

$$b_{\infty} = \frac{\varepsilon}{s} \quad (15)$$

$\varepsilon$  kann nun sowohl eine Abweichung von  $a = 1$  bei der Brückenschaltung als auch eine solche der kritischen Verstärkung selbst von Eins sein. Das trifft besonders auf das Netzwerk zu, da hier ja  $v_k$  nur wenig größer als Eins ist. Daraus ergeben sich die besonders günstigen Eigenschaften des Netzwerkes für den gegengekoppelten Verstärker. Bei einem Verstärker mit endlicher Verstärkung  $V_0 \gg 2$  und  $2\varepsilon \ll 1$  wird die Bandbreite aus (12) noch

$$b = \frac{1}{s \cdot V_0} \cdot (1 - \varepsilon V_0) \quad (16)$$

Besonders häufig wird das Doppel-T-Glied gemäß Abb. 4 für den selektiven Verstärker mit einer Röhre verwendet. Es ist die Umkeh-

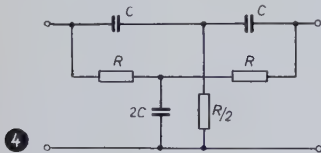


Abb. 4. Doppel-T-Glied für den selektiven Verstärker

rung des  $RC$ -Netzwerkes mit anderen Größen der Widerstände und Kondensatoren. Hierbei ist  $v_k = 1$  und  $s = 0,25$ . In dieser Schaltung nach Abb. 4 sperrt es also die Resonanzfrequenz  $\omega_0 = 1/RC$ , und es gelten somit die Formeln (8) bis (11). Der Vorteil dieses Doppel-T-Gliedes ist die bei seiner Anwendung erreichbare große Einfachheit des Aufbaues der Gesamtschaltung.

#### Schrifttum

- [1] Pohl, R. W.: Einführung in die Mechanik, Wärmelehre und Akustik. Berlin 1953, Verl. Springer, S. 100
- [2] Küpfmüller, W.: Die Beziehungen zwischen Frequenzcharakteristiken und Ausgleichvorgängen in linearen Systemen. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 5 (1928) S. 18—32
- [3] Günther, H.: Die Eigenschaften des Doppel-T-Vierpols zwischen endlichen Widerständen. FUNK UND TON Bd. 4 (1950) S. 628—643
- [4] Miller, C. H.: RC Amplifier Filters. Wirel. Eng. Bd. 27 (1950) S. 26—29
- [5] Stöhr, H. J.: Die Wienbrücke als frequenzbestimmendes Element in Selektivverstärkern. FUNK UND TON Bd. 7 (1953) S. 27—33
- [6] Wittke, H., u. Stambke, K.: Schmalbandfilter aus RC-Vierpolen. FUNK UND TON Bd. 8 (1954) S. 530—536
- [7] Hoffmann, G.: Tiefpaß-RC-Verstärker für sehr niedrige Frequenzen. Frequenz Bd. 6 (1952) S. 162—165
- [8] Günther, H.: Eigenschaften des RC-Doppel-Vierpols. Berlin 1953, VEB Verl. Technik

S. POGANSKI

## Kapazitätsarme Selengleichrichter

DK 621.314.6:546.23

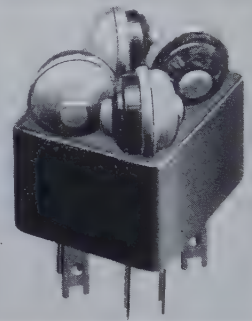
Bei Belastung mit Wechselstrom wird das elektrische Verhalten des Selengleichrichters nicht nur durch seine Strom-Spannungs-Kennlinie, sondern auch durch seine kapazitiven Eigenschaften bestimmt. Die „Sperrschichtkapazität“ setzt die Sperrwirkung des Gleichrichters mit wachsender Frequenz mehr und mehr herab. Die Gleichrichterwirkung ist schließlich ganz verschwunden, wenn die Kreisfrequenz  $\omega$  der Gleichung

$$\omega = \frac{1}{R_D C_s}$$

( $R_D$  = Durchlaßwiderstand,  $C_s$  = Sperrschichtkapazität)

genügt. Man nennt  $R_D C_s$  die „Zeitkonstante des Sperrschichtgleichrichters“. Um sie zu verkleinern und damit die obere Frequenzgrenze, bis zu der der Gleichrichter noch verwendbar ist, heraufzusetzen, genügt es nun nicht, zu kleineren wirksamen Elektrodenflächen überzugehen; denn hierbei sinkt zwar die Kapazität flächenproportional, der Durchlaßwiderstand nimmt aber in gleichem Maße zu.

Es ist jedoch durch eine besondere Ausbildung der Sperrelektrode gelungen, die Zeitkonstante zu verkleinern, und zwar auf etwa  $1/5$  des Wertes von normalen Selengleichrichtern<sup>1)</sup>. Da dieser Spezialgleichrichter sich be-



Vier Gleichrichter „M 4“ im gemeinsamen Gehäuse; Abdeckkappe abgenommen

sonders gut für Modulationszwecke eignet, wird er „Modulator-Gleichrichter“ genannt. Die Abbildung zeigt 4 Gleichrichter des von der AEG hergestellten Haupttyps „M4“, die in einem gemeinsamen Gehäuse zu einer Baueinheit zusammengefaßt sind. Um zeitlich variierende Übergangswiderstände, wie sie bei Druckkontakten auftreten können, sicher zu vermeiden, ist die Verbindung zwischen den Elektroden des Gleichrichterplättchens und den Anschlußfahnen des Gehäuses in neuartiger Weise durch dünne, elastische Drähte hergestellt, die an ihren Enden angelötet oder eingespritzt sind. Die zeitliche Stabilität der Gleichrichtereigenschaften selbst wird durch eine besonders sorgfältige Herstellung und die Verwendung sehr definierter Ausgangssubstanzen gewährleistet.

Für den Haupttyp „M4“ beträgt der (oberhalb der Schleusenspannung spannungsunabhängige) Durchlaßwiderstand  $R_D$  etwa 85  $\Omega$ , der maximale Sperrwiderstand  $R_s$  bei 0,5...1 V etwa 30 M $\Omega$ , so daß sich für das Gleichrichtungsverhältnis  $R_s/R_D$ , z. B. bei 1 V, ein Wert zwischen  $10^5$  und  $10^6$  ergibt. Die Kapazität des Modulator-Gleichrichters ist, wie diejenige aller Sperrschichtgleichrichter, spannungsabhängig. Sie beträgt bei der Spannung Null etwa 750 pF und sinkt mit wachsender Sperrspannung auf einen Bruchteil dieses Wertes ab. Die obere Frequenzgrenze, bis zu welcher der Gleichrichter benutzt werden kann, hängt außer von der Kapazität noch vom jeweiligen Verwendungszweck ab. Sie liegt im Bereich von 300 bis 600 kHz.

Bei der maximal zulässigen Belastung des Gleichrichters „M4“ von 4 mA bei einigen Volt angelegter Wechselspannung tritt eine Eigenerwärmung noch nicht auf; daher darf die Umgebungstemperatur bei sehr hohen Anforderungen an die zeitliche Stabilität 55° C, sonst sogar 70° C betragen.

Für verschiedene Verwendungszwecke werden mehrere Gleichrichter mit praktisch übereinstimmenden Stromspannungs- und Kapazitätskennlinien benötigt. Derartige abgegliche Gleichrichtersätze lassen sich mit Modulator-Gleichrichtern verhältnismäßig einfach zusammenstellen. Die Übereinstimmung der elektrischen Eigenschaften bleibt dann auch über lange Zeiträume und bei verschiedenen Umgebungstemperaturen erhalten. Die beschriebenen kapazitätsarmen Selengleichrichter haben sich bisher vor allem in Frequenzumsetzungen der Trägerfrequenztechnik bewährt. Sie sind aber auch überall dort verwendbar, wo für mittlere Frequenzen ein hochwertiger Schwachstromgleichrichter erforderlich ist.

<sup>1)</sup> s. a. AEG-Mitteilungen Bd. 45 (1955) Nr. 3/4, S. 257—260



DK 681.84.081.3

Werner, P.-H.: Stylets en saphir et en diamant pour la lecture des disques de gramophone. *Techn. Mitl. PTT* Bd. 33 (1955) Nr. 12, S. 504—511, 2 Abb.

DK 534.86

Rettinger, M.: Practical Electroacoustics. London 1955, Thames and Hudson Ltd., 271 S.

DK 534.5:681.828

Olson, H.F., u. Belar, H.: Electronic Music Synthesizer. *J. acoust. Soc. Amer.* Bd. 27 (1955) Nr. 3, S. 595—612, 33 Abb.

DK 681.087.47:681.083

Bordone Sacerdote, C.: Le pleurage dans les systèmes d'enregistrement sonore. *Onde électr.* Bd. 35 (1955) Nr. 334, S. 62—70, 15 Abb.

DK 534

Jean-Louis, V.: L'ingénieur du son en radiodiffusion, cinéma, télévision. Paris 1955, Ed. Chiron, 296 S.

DK 621.395.61:551.55:534.852.6

Carrell, R.M.: A method for the Quantitative Measurement of Wind-Noise Sensitivity in Microphones. *J. Audio Eng. Soc.* Bd. 3 (1955) Nr. 2, S. 102—105, 3 Abb.

DK 621.389:681.81

Douglas, A.: Some Recent Developments in American Musical Instruments. *Electronic Engng.* Bd. 27 (1955) Nr. 326, S. 154—159, 12 Abb.

DK 534.86

Spandöck, F.: Grenzen der Güte elektroakustischer Wandler. *ETZ-A* Bd. 76 (1955) Nr. 17, S. 598—604, 5 Abb.

## Elektronisches Zählen und Rechnen

DK 681.142

Raymond, F.H.: Considérations sur l'enregistrement magnétique dans le domaine des machines à calculer. *Onde électr.* Bd. 35 (1955) Nr. 335, S. 89—96

DK 681.142

American Institute of Electrical Engineers. Proceedings of the Eastern Joint Computer Conference. New York 1953, Amer. Inst. of electr. Engrs., 92 S.

DK 629.1:621.533.7

Williamson, D.T.N.: Computer-Controlled Machine Tools. *Engr. Bd.* 200 (1955) S. 151 bis 153, 1 Abb.

DK 681.14:621.385

Black, G.: Use of Electronic Digital Computers in Optical Design. *Nature, Lond.* Bd. 175 (1955) Nr. 4447, S. 164—165

DK 621.387.424

Kaudahl, K., u. Chambers, D.W.: Multi-Electrode Counting Tubes. *J. brit. Instn. Radio Engrs.* Bd. 15 (1955) S. 221—232, 14 Abb.

DK 621.374.32:621.387.46

Eppstein, J.N.: The Scintillation Counter in Industry with Reference to Stability Problems. *J. brit. Instn. Radio Engrs.* Bd. 15 (1955) Nr. 1, S. 25—29, 7 Abb.

DK 539.16

Korff, S.A.: Electron and Nuclear Counters. New York 1955, 2. Aufl., Van Nostrand, 363 S.

DK 681.14

Allen, W., u. Smith, G.E.: The Univac and Univac Scientific. *Instrum. & Automation* Bd. 28 (1955) Nr. 6, S. 960—969, 13 Abb.

DK 681.142

Raymond, F.H.: Considérations sur l'enregistrement magnétique dans le domaine des machines à calculer. *Onde électr.* Bd. 35 (1955) Nr. 335, S. 89—96, 22 Abb.

DK 681.14

Kühnel, A.H.: Industrial Uses of Special-Purpose Computers. *Instrum. & Automation* Bd. 28 (1955) S. 1108—1113, 5 Abb.

DK 681.124

Wass, C.A.A.: Introduction to Electronic Analogue Computers. London 1955, Pergamon Press, 237 S.

DK 651.2:681.177:656.8

Kull, E.: Die Abwicklung von Rechnungsvorgängen bei der PTT im Lichte der Entwicklungstendenzen im Lochkartenverfahren. *Techn. Mitl. PTT* Bd. 33 (1955) Nr. 12, S. 496—500

## Elektronik

DK 621.385

Ireland, F.H.: Electronic Double Flash Generator for Monocular and Binocular Stimulation. *Rev. sci. Instrum.* Bd. 26 (1955) Nr. 7, S. 718—719, 1 Abb.

DK 621.385

Brooks, H.B.: Improving Electronic Reliability. *Tele-Tech. and Electronic Ind.* Bd. 14, Teil 1 (Sept. 1955) S. 68—70, 1 Abb.

# Zeitschriftenauslese

des In- und Auslandes

## Mathematik

DK 517.9:518.5:681.14

Witting, H.: Zur numerischen Lösung von Differentialgleichungen. *Phys. Bl. Bd. 11* (1955) Nr. 1, S. 6—14, 2 Abb.

DK 621.3.09:621.372.5:517.54

Morris, D.: The Response Functions and Vector Loci of First and Second Order Systems (Part 3). *Electronic Engng.* Bd. 27 (1955) Nr. 333, S. 499—501, 7 Abb., 1 Tab.

DK 537.533.7

Breitling, G., Glocker, R., u. Rösinger, S.: Chemische Dosismessung bei schnellen Elektronenstrahlen (15 MeV). *Naturwiss.* Bd. 42 (1955) Nr. 18, S. 507—508

## Akustik

DK 534.082

Goff, K.W.: An Analog Electronic Correlator for Acoustic Measurements. *J. acoust. Soc. Amer.* Bd. 27 (1955) S. 223—236, 13 Abb.

DK 534.321.9

Crawford, A.E.: Ultrasonic Engineering, with Particular Reference to High Power Applications. London 1955, Butterworth Sci. Publ., 344 S.

DK 534.534.8

Hucker, Th.F., u. Bolt, R.H.: Sonics: Techniques for the Use of Sound and Ultrasound in Engineering and Science. New York 1955, John Wiley, 436 S.

DK 534.22:534.845

Richardson, E.G.: Absorption and Velocity of Sound in Vapors. *Rev. mod. Phys.* Bd. 27 (1955) S. 15—25

## Werkstoffe, Metallurgie

DK 66.017:621.37.9

Materials Used in Radio and Electronics Engineering. *J. brit. Instn. Radio Engrs.* Bd. 15 (1955) Nr. 1, S. 47—64

DK 549.514.51.07

Erkens, A.: Fabrication et possibilités du quartz moderne. *Onde électr.* Bd. 35 (1955) Nr. 336, S. 394—399, 8 Abb.

DK 669.054:621.385

Gransden, M.M.: Ultra-Pure Solids for Electronics. *Canadian Metals* Bd. 18 (Aug. 1955) S. 26, 28—29, 2 Abb.

## Physik

DK 621.385.2

O'Neill, G.D.: On the Space-Charge-Limited Current between Nonsymmetrical Electrodes. *J. appl. Phys.* Bd. 26 (1955) Nr. 8, S. 1034 bis 1040, 2 Abb.

DK 535.37

Dobrzinski, P., u. Hinricks, H.: Über die Lumineszenz von NaCl-Ag. *Z. Naturforsch.* Bd. 10a (1955) Nr. 8, S. 620—630, 16 Abb.

DK 621.385.15:537.533.8

Rodda, S.: Secondary Electron Emission. *Nature, Lond.* Bd. 175 (1955) Nr. 4469, S. 1112—1114

DK 537.533.72

Hibi, T.: Electron Diffraction Pattern of Mica of Various Thicknesses. *Nature, Lond.* Bd. 175 (1955) S. 475—476, 2 Abb.

DK 537.226.3

Marx, G., u. Györgyi, G.: Über den Energie-Impuls-Tensor des elektromagnetischen Feldes in Dielektrika. *Ann. Phys.* Bd. 16 (1955) Nr. 5/8, S. 241—256

## Chemie

DK 621.385.54

Biondi, F.J.: The Chemist's Role in Electronics. *Research & Engng.* Bd. 1 (1955) S. 16—21



## Halbleiter und Anwendungen

**DK 621.314.7:621.373**

*Linewill, J.G., u. Matson, R.H.*: Junction Transistor Blocking Oscillators. *Proc. IRE Bd. 43* (1955) Nr. 11, S. 1632—1639, 11 Abb.

**DK 541.183.26:546.289**

*Law, J.T.*: The Adsorption of Gases on a Germanium Surface. *J. phys. Chem. Bd. 59* (1955) S. 543—549

**DK 621.314.7**

*Shockley, W.*: Negative Resistance Arising from Transit Time in Semiconductor Diodes. *Bell. Syst. techn. J. Bd. 33* (1955) Nr. 4, S. 799—826, 13 Abb.

**DK 621.385.1:621.314.7**

*Laplane, J.*: Le tube à vide et les semi-conducteurs. *Vide Bd. 10* (1955) Nr. 56, S. 2 bis 8

**DK 621.314.7**

*Smith, R.W.*: Properties of Ohmic Contacts to Cadmium Sulfide Single Crystals. *Phys. Rev. Bd. 97* (1955) S. 1525—1530

**DK 621.314.7**

*Smith, R.W., u. Rose, A.*: Space-Charge Limited Currents in Single Crystals of Cadmium Sulfide. *Phys. Rev. Bd. 97* (1955) S. 1531—1537

**DK 546.289:621.314.7**

*Massen, F. van der, u. Brekman, I.A.*: On the Behavior of Rapidly Diffusing Acceptors in Germanium. *J. electrochem. Soc. Bd. 102* (1955) Nr. 5, S. 229—234, 4 Abb.

**DK 621.314.7**

*Skipper, R.E.*: Transistor Operating Points. *Tele-Tech. Bd. 14, Sect. 1, S. 104, 174, 6 Abb.*

**DK 621.3.002:621.315.551**

● *Sachet, J.*: Les varistances. Thermistances. Résistances non linéaires. Redresseurs secs. *Paris 1955, Chiron, 244 S.*

**DK 621.314.7:621.314.4**

*Shields, J.*: Silicon Alloy Junction Diodes for Power Supply Application. *Engn. Bd. 199* (1955) S. 801—803, 6 Abb.

**DK 621.394.645**

*Stuart-Monteth, G.*: The Determination of the Dynamic Properties of Crystal Diodes. *Brit. J. appl. Phys. Bd. 6* (1955) S. 254 bis 256, 3 Abb.

**DK 621.314.5:621.373.42:621.314.7**

*Light, L.H., u. Hooker, P.M.*: Transistor D.C. Convertors. *Proc. IEE Bd. 102* (1955) Nr. 6, S. 775—786, 13 Abb.

**DK 621.314.7**

● *Wright, D.A.*: Semi-Conductors. *London 1955, Methuen, 130 S.*

## Magnete

### und magnetische Werkstoffe

**DK 621.318.22**

*Villachon, A.*: Nouveaux alliages à haute propriétés magnétiques et magnétostrictives. *Onde electr. Bd. 35* (1955) Nr. 336, S. 340 bis 356, 33 Abb.

**DK 621.318.22**

*Folliot, M.*: Les matériaux magnétiques à faible champ coercitif. *Onde electr. Bd. 35* (1955) Nr. 336, S. 357—361, 3 Abb.

**DK 621.318.323:2.042.15**

*Noyaux magnétiques en poudre d'alliage.* *Onde electr. Bd. 35* (1955) Nr. 336, S. 362 bis 365, 2 Abb.

**DK 621.318.32**

*Dupuis, J.*: Cadres utilisant des ferrites. *Onde electr. Bd. 35* (1955) Nr. 336, S. 379 bis 393, 22 Abb.

**DK 621.318.3:621.396.029.6**

*Benetol, M. de.*: Aimants permanents pour tubes électroniques en hyperfréquences. *Onde electr. Bd. 35* (1955) Nr. 8/9, S. 747 bis 763, 31 Abb.

**DK 621.318.24:681.142.83**

*Menguck, N.*: Magnetic Materials for Digital Computer Components II. Magnetic Characteristics of Ultra-Thin Molybdenum-Permalloy Cores. *J. appl. Phys. Bd. 26* (1955) Nr. 6, S. 692—698, 8 Abb.

**DK 621.318.24:681.142.83**

*Vassiliev, M.A.*: Matériaux magnétiques à mémoire. Alliages et ferrites spéciaux. *Onde electr. Bd. 35* (1955) Nr. 340, S. 672—681, 16 Abb.

## Meßtechnik, Meßgeräte

**DK 621.385.822.5:548.0**

*Delberg, Ch. J., Ramler, W. J., Roehlin, S.R., u. Yuster, P.H.*: Crystal Technique for Measuring Cyclotron Beam Energies. *Rev. sci. Instrum. Bd. 26* (1955) Nr. 6, S. 543 bis 546, 5 Abb.

**DK 621.317.794**

*Albrecht, H. J.*: A Sensitive Electronic Tele-Dynamometer with Temperature-Compensated Bolometer. *Geofísica pura e applicata Bd. 30 I* (1955) S. 93—105, 11 Abb.

**DK 621.383**

*Preston, J.S., u. Gordon-Smith, G.W.*: Discontinuities in the Saturation Curves of Vacuum Photoelects. *Brit. J. appl. Phys. Bd. 6* (1955) Nr. 9, S. 329—333

**DK 621.383.4:537.312.5**

*Nicol, F.H., u. Kazan, B.*: Large area high-current Photoconductive Cells Using Cadmium Sulfide Power. *J. opt. Soc. Amer. Bd. 45* (1955) Nr. 8, S. 647—650

**DK 621.383.27**

*Nagy, Zs.*: Determination of Cathode Sensitivity Distribution of Photomultipliers. *Acta Physica Hungar. Bd. 4* (1955) Nr. 5, S. 295—296, 9 Abb.

**DK 621.383:669.783**

*Waddell, J.M., Mayer, S.E., u. Kaye, S.*: A Germanium Diffused-Junction Photo-Electric Cell. *Proc. IEE Bd. 102* (1955) Nr. 6, S. 757—762, 8 Abb.

## Bauelemente

**DK 621.396.4**

*Fetula, S.*: Some Design Considerations for Links Carrying Multichannel Telephony. *Microni Rev. Bd. 28* (1955) Nr. 119, S. 132 bis 155, 16 Abb.

**DK 546.621:621.385**

*Farrell, E.A.*: Aluminum in Electronic Equipment. *Modern Metals Bd. 11* (1955) Nr. 7, S. 35—46, 9 Abb.

**DK 621.314.63**

*Gorton, H.C., Shilladay, T.S., u. Eggleston, F.K.*: High-Temperature Area-Type Titanium-Dioxide Rectifiers. *Electr. Engng. Bd. 74* (1955) Nr. 10, S. 904—907, 7 Abb.

**DK 621.311.62**

*Standing, A.F.*: Reliable Power Pack Design. *Electronic Engng. Bd. 27* (1955) Nr. 532 bis 535, 6 Abb.

## Funkortung

**DK 621.396.9:656.7**

*Lee, F.B.*: Air Traffic Control—a Growing Problem. *Instrum. & Automation Bd. 28* (1955) Nr. 6, S. 970—971, 2 Abb.

**DK 621.398.519**

● *Locke, A.S.*: Principles of Guided Missile Design: Guidance. *New York 1955, Van Nostrand, 736 S.*

**DK 551.594.14:621.396.9**

● *Punsey, J.L., u. Breweell, R.N.*: Radio Astronomy. *London 1955, Oxford University Press, 361 S.*

**DK 621.396.933**

*Heer, O.*: Schlechtwetter-Anflug mit Radar-Hilfe. *Telefunken Z. Bd. 28* (1955) Nr. 110, S. 207—214, 13 Abb.

## Fernsehen, Bildübertragung

**DK 621.397.52:621.397.2**

*Stier, H., Lindner, P., u. Kosche, E.*: Die Lichtpunktbeobachtung und die Übertragung episkopischer Bildvorlagen. *Nachr.-Techn. Bd. 5* (1955) Nr. 12, S. 537—541, 11 Abb.

**DK 621.397.3**

*Hulme, V.B.*: 16 mm Tele-Recording for Sequential Television Systems. *Electronic Engng. Bd. 27* (1955) Nr. 334, S. 516—522, 11 Abb.

**DK 621.397.9**

*Haanbjes, J., u. Teer, K.*: Compatible colour-Television. Part I — Two Sub-Carrier System. *Wireless Eng. Bd. 33* (1956) Nr. 1, S. 3—9, 4 Abb.

**DK 621.397.62**

*Nilsson, B., u. Enfors, U.*: Ericsson-Fernsehempfinger. *Ericsson Rev., Stockholm, Bd. 32* (1955) Nr. 1, S. 21—24, 3 Abb.

**DK 621.397.3:621.396.61**

*Schor, F.*: Designing TV Tuners for Color Receivers. *Tele-Tech. Bd. 14* (1955) Nr. 4, S. 80—81, 150, 152—154, 8 Abb.

**DK 621.397.9**

*Anderson, L.E., u. Hadlock, W.O.*: How to Plan for Color Television Broadcasting. *Tele-Tech. Bd. 14* (1955) Nr. 4, S. 98—100, 116, 155—159, 21 Abb.

**DK 621.397.9**

*Seelen, H.R., Moadley, H.C., Van Ormer, D.D., u. Morrell, A.M.*: Development of a 21-inch Metal-Envelope Color Kinescope. *RCA Rev. Bd. 16* (1955) Nr. 1, S. 122—139, 15 Abb.

**DK 621.397.9**

*Ort, M. J.*: Deflection and Convergence of the 21-inch Color Kinescope. *RCA Rev. Bd. 16* (1955) Nr. 1, S. 140—169, 28 Abb.

**DK 621.383.2:621.3.032.36**

*Diemer, G., Klusens, H.A., u. van Santen, J.G.*: Solid-State Image Intensifiers. *Philips Res. Rep. Bd. 10* (1955) Nr. 6, S. 401—424, 21 Abb.

**DK 621.397.9**

*Anderson, L.E., u. Hadlock, W.O.*: How to Plan for Color Television Broadcasting. *Tele-Tech. Bd. 14* (1955) Nr. 2, S. 60—63, 130 bis 135, Nr. 3, S. 96—98, 186, 189—190, 6 Abb.



## Elektronenröhren

### DK 621.385

*Dahlke, W.*: Tubes à longue durée. *Vide Bd. 10* (1955) Nr. 55, S. 318—335, 18 Abb.

### DK 621.3.032.216

*Imai, T.*: Détérioration de la cathode à oxydes par dégagement gazeux anodique sous l'influence du bombardement électronique. *Vide Bd. 10* (1955) Nr. 55, S. 384 bis 393, 11 Abb.

### DK 621.385:621.3.032.216

*Baillivel-Langlais, J.*: Influence et mesure du degré de vide dans un tube électronique à cathode à oxydes. *Vide Bd. 10* (1955) Nr. 55, S. 380—383, 3 Abb.

### DK 621.385:621.3.032.216

*Saintespritz, G., u. Meunier, P.*: La cathode à oxydes dans les tubes de très grande durée. *Vide Bd. 10* (1955) Nr. 55, S. 340—346, 10 Abb.

### DK 621.385:621.3.032.216.029.6

*Herbst, L.J., u. Houldin, J.E.*: The Resistance of the Oxide-Coated Cathode at Ultra High Frequencies. *Brit. J. appl. Phys. Bd. 6* (1955) S. 236—238, 2 Abb.

### DK 621.385:621.3.032.2

*Daykin, P.N.*: Electrode Shapes for a Cylindrical Electron Beam. *Brit. J. appl. Phys. Bd. 6* (1955) S. 248—250, 1 Abb.

### DK 621.385:621.394.62

*Bliss, W.H., u. Ruedy, J.E.*: An Electron Tube for High-speed Teleprinting. *RCA Rev. Bd. 16* (1955) Nr. 1, S. 5—15, 6 Abb.

### DK 621.385.016

*Blanc-Lapierre, A., Goudet, G., u. Lapostolle, P.*: Sur les fluctuations de l'émission cathodique des tubes électroniques. *C. R. Acad. Sci., Paris, Bd. 240* (1955) Nr. 13, S. 1409—1411

### DK 621.385.2:537.533.31

*Dehn, R.*: Electron trajectories in Coaxial Fields. *Wireless Eng. Bd. 33* (1956) Nr. 1, S. 10—12, 2 Abb.

## Elektronenoptik

### DK 537.533.33

● *Griwet, P., Bernard, M.Y., u. Septier, A.*: Optique électronique. Bd. 1. *Paris 1955, Bordas, 184 S.*

### DK 537.533.331

*Jennings, J.C.E., u. Pratt, R.G.*: Numerical Ray Tracing in Electron Lenses. *Proc. phys. Soc. Bd. 68* (1955) Nr. 428 B, S. 526—536, 2 Abb.

### DK 539.164.83

*Sangster, M.*: The Influence of the Space Charge in an Electron Beam Accelerated in a Constant Electrostatic Field up to Energies of Several MeV. *Appl. scient. Research Bd. 4, Sect. B* (1955) Nr. 4, S. 261—270, 2 Abb.

### DK 621.385.833:535.317.6

*Archard, G.D.*: Two New Simplified Systems for the Correction of Spherical Aberration in Electron Lenses. *Proc. phys. Soc., Sect. B, G. B. Bd. 68* (1955) Nr. 3, S. 156—164, 5 Abb.

### DK 621.384.622.1

*Liebmann, G.*: The Field Distribution in Asymmetrical Magnetic Electron Lenses. *Proc. phys. Soc. Bd. 68* (1955) Part 9, Nr. 429 B, S. 679—681, 5 Abb.

### DK 621.384.622.1

*Liebmann, G.*: The Magnetic Pinhole Electron Lens. *Proc. phys. Soc. Bd. 68* (1955) Part 9, Nr. 429 B, S. 682—685, 2 Abb.

### DK 621.3.032.269.1

*Hechtel, R.*: Zur Bestimmung der Elektrodformen von Elektronenkanonen nach Pierce. *Telefunken Z. Bd. 28* (1955) Nr. 110, S. 222 bis 226, 6 Abb.

### DK 621.385.032.443

*Bas, E.B.*: Eine neue Feinstrahl-Elektronenkanone mit indirekt geheizter Wolfram-Bolzenkathode und Ionentrennung. *Optik Bd. 12* (1955) Nr. 8, S. 377—384, 10 Abb.

## Fotozellen, Fotoelektrik, Glimmlampen

### DK 621.383.27

*Valencé, L. P. de*: Instability of Photomultipliers. *Brit. J. appl. Phys. Bd. 6* (1955) Nr. 9, S. 311—313

### DK 621.383.27

*Meltzer, B., Lodge, J.A., u. Holmes, P.L.*: A Method of Estimating Photomultiplier Pulse Durations and Shapes. *J. sci. Instrum. Bd. 32* (1955) S. 270—271

### DK 621.383.4:537.312.5

*Richards, J.C.S.*: Portable Radiation Detectors Employing Photoconductive Cells. *J. sci. Instrum. Bd. 32* (1955) Nr. 9, S. 340—343

### DK 621.396.671:621.317.3

*Großkopf, I.*: Messungen an Empfangsantennen II. *ATM Lieferg. 236* (1955) V 376-8, S. 195—196, 2 Abb.

### DK 621.316.86:621.315.592

*Kanter, H.*: Temperaturabhängige Widerstände III. *ATM Lieferg. 236* (1955) Z 119-5, S. 209—212, 28 Abb.

### DK 620.172.222

*Rohrbach, C.*: Das Dehnungsmeßstreifenverfahren VI. *ATM Lieferg. 237* (1955) J 135-9, S. 231—234, 3 Abb., 2 Tab.

### DK 535.568.1

*Landgren, G.F.*: Automatic Electronic Polarimeter. *Rev. sci. Instrum. Bd. 26* (1955) Nr. 5, S. 502—504

## Fernmeldetechnik

### DK 538.522.21:621.344.828

*Henriët, M.P.*: Répartition de la tension induite le long d'une ligne aérienne par une ligne voisine. *Bull. Soc. franç. Electriciens Bd. 5* (1955) Nr. 60, S. 853—866, 25 Abb.

### DK 621.395.65:621.385

*Brewer, S.T., u. Hecht, G.*: A Telephone Switching Network and its Electronic Control. *Bell Syst. techn. J. Bd. 34* (1955) Nr. 2, S. 361—402, 17 Abb.

### DK 621.396.822.1:621.396.43.029.62

*Slon, J.L.*: Intermodulation Noise in v.h.f. Multichannel Telephone Systems. *J. brit. IRE Bd. 15* (1955) Nr. 2, S. 67—83, 7 Abb.

### DK 621.38:621.395.722

*Seala, G.*: Elektronischer Identifizierer für Teilnehmerstufen. *Ericsson Rev., Stockh., Bd. 32* (1955) Nr. 1, S. 2—7, 6 Abb.

### DK 621.315.28:621.375

Transoceanic Telephone Cable has Built-In Repeaters. *Electronics Bd. 28* (1955) Nr. 9, S. 178, 1 Abb.

## Übertragungstechnik

### DK 621.372.2

*Mandelbrod, B.*: Théorie de la pré-correction des erreurs de transmission (Théorème de A. Feinstein). *Ann. Télécomm. Bd. 10* (1955) Nr. 6, S. 122—134, 2 Abb.

### DK 621.392.1:621.3.011.21

*Ascone, A.*: Rappresentazioni grafiche dell'impedenza di una linea priva di perdite. *Alta Frequenza Bd. 24* (1955) Nr. 1, S. 64 bis 84, 24 Abb.

### DK 621.396.11

*Unger, H.-G.*: Übertragungswerte von Wellen an dielektrischen Rohren. *FTZ Bd. 8* (1955) Nr. 8, S. 438—444, 1 Abb.

### DK 621.315:621.317.763

*Handrick, E., u. Krügel, L.*: Bestimmung des äquivalenten Reflexionsfaktors von Breitbandkabeln. *Telefunken Z. Bd. 28* (1955) Nr. 110, S. 235—241, 10 Abb.

### DK 621.397.74:621.315

*Krügel, L.*: Lineare Integration reflektierter Impulse als neuer Maßstab für die Güte von Fernschabelstrecken. *Telefunken Z. Bd. 28* (1955) Nr. 110, S. 241—245, 7 Abb.

## Rauschen

### DK 621.314.7

*Van der Ziel, A.*: Theory of Shot Noise in Junction Diodes and Junction Transistors. *Proc. IRE Bd. 43* (1955) Nr. 11, S. 1639 bis 1646, 3 Abb.

### DK 621.317.34:621.314.7.029.45.55

*Stephenson, W.L.*: Measurements of Junction-Transistor Noise in the Frequency Range 7—50 kc/s. *Proc. IEE Bd. 102* (1955) Nr. 6, S. 753—756, 11 Abb.

### DK 621.385.1.029.6:621.376.3

*Stewart, J.L.*: Theory of Frequency Modulation Noise in Tubes Employing Phase Focusing. *J. appl. Phys. Bd. 26* (1955) Nr. 4, S. 409—413, 3 Abb.

### DK 621.385.1.029.6:621.385.833:537.533:537.31:537.525.6

*Haus, H.A.*: Noise in One-dimensional Electron Beams. *J. appl. Phys. Bd. 26* (1955) Nr. 5, S. 560—571, 3 Abb.

### DK 621.3.015.8

*Bosse, G.*: Das Rechnen mit Rauschspannungen durch nichtlineare Elemente. *Frequenz Bd. 9* (1955) Nr. 12, S. 407—413, 4 Abb. 5—6

## Funktechnik

### DK 621.396.2:621.391

*Laver, F.J.M.*: An Introduction to Some Technical Factors Affecting Point-to-Point Radiocommunication Systems. *Proc. IEE Bd. 102* (1955) Nr. 6, S. 733—743, 8 Abb.

### DK 621.396.61:2

Radio Communication by Wave Scattering. *Nature, Lond. 176* (1955) Nr. 4474, S. 199 bis 200



*Marique, J.*: Effet d'un signal radioélectrique isolé sur des circuits résonnants. *Onde electr. Bd. 35* (1955) Nr. 334, S. 55—61, 8 Abb.

## DK 654

*Potier, G. X.*: La synchronisation des réseaux radioélectriques de Grèce. *Onde electr. Bd. 35* (1955) Nr. 8/9, S. 728—732, 7 Abb.

## DK 654

*Muller, J. J.*: Le réseau de radiotéléphonie multiples à impulsions, de Grèce. *Onde electr. Bd. 35* (1955) Nr. 341/342, S. 711—713, 2 Abb.

## Schwingungserzeuger

## DK 621.385.3

*Raoult*: Un mode d'oscillation des triodes classiques. *Onde electr. Bd. 35* (1955) Nr. 338, S. 461

## DK 621.373

*Gladium, A. S.*: Constant-Frequency Oscillators. *Wireless Eng. Bd. 33* (1956) Nr. 1, S. 13 bis 19, 4 Abb.

## Mikrowellentechnik

## DK 621.316.727.029.6

*Sichal, W., u. Leining, D. J.*: Microwave High-Speed Continuous Phase Shifter. *Proc. IRE Bd. 43* (1955) Nr. 11, S. 1661—1663, 4 Abb.

## DK 621.396.61.029.64

*Combe, R., u. Frelot, Th.*: Production d'ondes millimétriques par un onduleur magnétique. *C. R. Acad. Sci. Paris Bd. 241* (1955) Nr. 22, S. 1559—1560, 1 Abb.

## DK 621.317.328.026.6

*Cullen, A. L., u. Parr, J. C.*: A New Perturbation Method for Measuring Microwave Fields in free Space. *Proc. IEE Bd. 102* (1955) Nr. 6, S. 836—844, 13 Abb.

## DK 621.372.2

*Pielke, G.*: Reflexion in Wendeleitungen bei Änderung der Wendeleitungen. I. Berechnungsergebnisse und ihre physikalische Deutung. *AEU Bd. 9* (1955) Nr. 8, S. 369—374, 8 Abb.; II. Mathematische Behandlung des Problems. Nr. 9, S. 402—410

## DK 621.375.621.372.54.029.6

*Corrie, M. R., u. Whinnery, J. R.*: The Cascade Backward-Wave Amplifier: A High-Gain Voltage-Tuned Filter for Microwaves. *Proc. IRE Bd. 43* (1955) Nr. 11, S. 1617 bis 1631, 20 Abb.

## Wellenausbreitung

## DK 538.566.3:551.510.535

*Saxon, J. A.*: Ionospheric Scattering at V.H.F. *Wireless Wld. Bd. 62* (1956) Nr. 1, S. 36—40, 4 Abb.

## DK 621.396.11:538.7

*Schumann, W. O.*: Der Einfluß des Erdmagnetfeldes auf die Ausbreitung elektrischer Längswellen. *Z. angew. Phys. Bd. 7* (1955) Nr. 6, S. 284—290, 2 Abb.

## DK 621.396.96.08:621.396.11

*Court, G. W. G.*: Determination of the Reflection Coefficient of the sea, for Radar-Coverage Calculation, by an Optical Analogy Method. *Proc. IEE Bd. 102* (1955) Nr. 6, S. 827—830, 6 Abb.

## DK 621.396.11:621.317.34

*Thomas, J. A., u. McNicol, R. W. E.*: Automatic Recording of the Direction of Arrival of Radio Waves Reflected from the Ionosphere. *Proc. IEE Bd. 102* (1955) Nr. 6, S. 793—799, 11 Abb.

## DK 621.396.8

*Mepla, G.*: Feldstärkeverhältnisse außerhalb des Sichtbereiches. *Nachr.-Techn. Bd. 5* (1955) Nr. 12, S. 544—545, 3 Abb.

## DK 551.510.535

*Delobean, F.*: Nouvelle représentation de l'effet de longueur dans la couche ionosphérique. *C. R. Acad. Sci. Paris Bd. 241* (1955) Nr. 4, S. 433—441, 1 Abb.

## Modulation und Demodulation

## DK 621.376.54

*Potier, G. X.*: La modulation d'espace d'impulsions. *Onde electr. Bd. 35* (1955) Nr. 335, S. 159—164

## DK 621.376.22

*Doucou u. Roy*: Elements modulateurs pour systèmes de télécommunications à courants porteurs. *Onde electr. Bd. 35* (1955) Nr. 336, S. 278—283, 14 Abb.

## DK 621.376.2

*Deman, P.*: Modulation à amplitude constante en téléphonie. *Onde electr. Bd. 35* (1955) Nr. 8/9, S. 739—746, 8 Abb.

## Impulsverfahren

## DK 621.397.8

*Subraman, R.*: Das Verhalten von Diodenschaltungen bei periodisch auftretenden Impulsen. *NTZ Bd. 8* (1955) Nr. 12, S. 659 bis 665, 10 Abb.

## DK 621.395.341.4:621.373

*Anderfuhren, E., u. Amster, E.*: Neuartige Impuls- und Zahlengabe. *Techn. Mitt. PPT Bd. 33* (1955) Nr. 12, S. 512—516, 2 Abb.

## Netzwerke, Filter

## DK 621.385:621.3.012.001

*Liebetger, A.*: Circuits with Non-Linear Resistance. Calculation of Behaviour. *Wireless Eng. Bd. 33* (1956) Nr. 1, S. 24—29, 12 Abb.

## DK 621.372.54.029.4

*Dolansky, L. O.*: Electronically-Controlled Audio Filters. *Proc. IRE Bd. 43* (1955) Nr. 11, S. 1580—1586, 21 Abb.

## DK 621.318.57

*Keizer, Ch., u. Milton, A.*: Electronic Circuitry. *Instrument. and Automat. Bd. 28* (1955) S. 442—443, 6 Abb.

## DK 621.372.5

*Chung, S. S. L.*: Two Network Theorems for Analytical Determination of Optimum-Response Physically Realizable Network Characteristics. *Proc. IRE Bd. 43* (1955) Nr. 9, S. 1128—1135, 1 Abb.

## DK 621.392.5

*Buhr, J. de*: Die geometrische Darstellungsweise des Parallel- und des Serienblindwiderstandes als verlustfreie sogenannte parabolische Vierpole. *NTZ Bd. 8* (1955) Nr. 12, S. 636—641, 10 Abb.

## Empfänger

## DK 621.397.5

*Grise, H. J.*: Qualitätsgrenzen des Differenzträgerempfangs. *FTZ Bd. 8* (1955) Nr. 7, S. 374—378, 14 Abb.

## Verstärker

## DK 621.375:621.395.623.7

*Friedrich, H.*: Kassettenverstärker als Vorverstärker in Lautsprecheranlagen. *Telefunken Z. Bd. 28* (1955) Nr. 110, S. 253—258, 17 Abb.

## DK 621.3.072.2:621.375.029.4

*Langsdorff, W.*: Stabilitätsprobleme bei Niederfrequenzverstärkern mit Übertragern im Gegenkopplungsweg. *Frequenz Bd. 9* (1955) Nr. 12, S. 422—428, 15 Abb.

## DK 621.375.1

*Koros, L. L.*: A Novel UHF High-Power-Amplifier System. *RCR Rev. Bd. 16* (1955) Nr. 2, S. 251—280, 15 Abb.

## DK 621.375.1

*Stockman, H.*: Viewpoints on D-Amplifier Design. *Tele-Tech. Bd. 14* (1955) Nr. 8, S. 101, 148, 149, 175, 4 Abb.

## DK 621.375.1

*Zisk, S.*: Power Gain of Dielectric Amplifiers. *Tele-Tech. Bd. 14* (1955) Nr. 4, S. 76—78, 124, 9 Abb.

## Antennen

## DK 621.396.674.37

*Tullman, J. D., Patton, W. T., Blackely, C. E., u. Schultz, F. V.*: The Use of a Ring Array as a Skip Range Antenna. *Proc. IRE Bd. 43* (1955) Nr. 11, S. 1655—1660, 7 Abb.

## DK 621.396.673:624.074.6

*Peters, W.*: Ein neuartiger Antennen-Isolator für hohe Spannungen und große Zugkräfte. *NTZ Bd. 8* (1955) Nr. 12, S. 632 bis 635, 7 Abb.

## DK 621.396.677.73

Broadband Horn Antennas. *Electronics Bd. 28* (1955) Nr. 8, S. 188—190, 2 Abb.

## DK 621.396.67:621.375:629.13

*Geiser, D. T.*: A-M System Tunes Aircraft Antennas. *Electronics Bd. 28* (1955) Nr. 8, S. 152—153, 3 Abb.

## DK 621.396.67

*Zimm, G.*: Ferrit-Antennen für Goniometer-Peilanlagen. *Telefunken Z. Bd. 28* (1955) Nr. 110, S. 227—234, 22 Abb.

## Fertigung elektronischer Geräte

## DK 620.1

*Munfeld, H. G.*: Problems in Casting Electronic Components. *Electr. Mfg. Bd. 56* (1955) Nr. 4, S. 142—144

## DK 621.756.9:629.13.05

*Hager, B. F.*: Explosion-Proofing Instrumentation Equipment for Flight-Test Use. *Electr. Engng. Bd. 74* (1955) Nr. 10, S. 873 bis 877, 8 Abb.

## DK 621.317.727.08

Life-Tester for Precision Potentiometers. *Electronics Bd. 28* (1955) Nr. 7, S. 226—232, 7 Abb.

## DK 621.3.049.75.08

*Haywood, J. P.*: Quality Control Charts for Printed Wiring. *Electronics Bd. 28* (1955) Nr. 7, S. 216—222, 3 Abb.

## DK 621.315.61:621.9

*Maxwell, B.*: The Mechanical Engineering of Dielectrics. *Electr. Engng. Bd. 74* (1955) Nr. 10, S. 870—873, 8 Abb.



E. HENZE

# Grundlagen für den Entwurf moderner Filterschaltungen ohne Dämpfungspole im Endlichen

DK 621.372.54.001.2

Im folgenden wird eine Übersicht über den heutigen Stand der Theorie der Filterschaltungen mit Schwingkreisen gleicher Abstimmung und mit ausschließlich im Unendlichen gelegenen Dämpfungspolen gegeben

## 1. Definition der Filter vom Tschebyscheffschen Typ

In vielen Geräten der Hochfrequenztechnik, speziell in Empfängern, tritt das Problem auf, aus dem gesamten Spektrum der elektromagnetischen Schwingungen einen Teil bevorzugt durchzulassen und den Rest zu unterdrücken. Zu diesem Zwecke bedient man sich der Filterschaltungen (vgl. z. B. [3]).

Eine besondere Klasse von Filtern, die die Eigenschaft hat, daß alle in den Filtern enthaltenen Schwingkreise auf die gleiche Frequenz abgestimmt sind, und daß alle Unendlichkeitsstellen der Dämpfung bei den normierten Frequenzen  $+\infty$  und  $-\infty$  liegen (vgl. (1)), ist wohl zuerst von S. Darlington [4] im Rahmen einer größeren Untersuchung und von E. L. Norton [13] herausgestellt worden. Es handelt sich um eine Klasse von Filtern, die Filter vom Tschebyscheffschen Typ genannt seien. F. S. Atiya [1] nennt sie Quasi-Tschebyscheffsche Filter. Es sind Schaltungen, die für Bandfilter u. a. den in Abb. 1 und Abb. 2 gezeigten Aufbau haben, wobei auch Mischtypen von beiden möglich sind.  $k_{i,i+1}$  soll dabei die bekannte Koppelkonstante zwischen  $i$ -tem und  $(i+1)$ -tem Kreis sein (vgl. [2, 5, 6, 7, 10]).

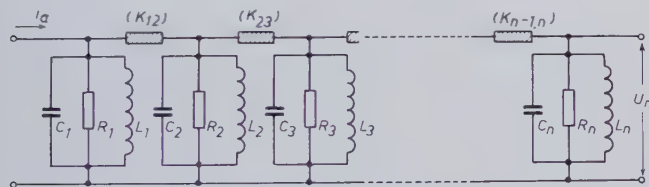


Abb. 1. Filterschaltung aus Parallelkreisen

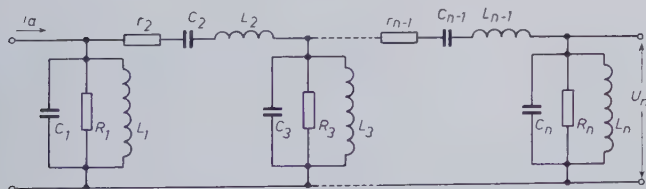


Abb. 2. Filterschaltung aus Parallel- und Serienkreisen

Diese Filter vom Tschebyscheffschen Typ zeigen nun hinsichtlich ihrer Selektion drei kennzeichnende Formen, die in der ausländischen Literatur (z. B. [5, 6, 9]) Selektionen vom Typ C, B bzw. A genannt werden, die hier aber, um ihre Eigenschaften in Analogie zum zweikreisigen Bandfilter aufzuzeigen, Filter mit überkritischer, kritischer bzw. unterkritischer Kopplung genannt werden sollen (vgl. [2, 10]). Das Betragsquadrat ihrer Selektion  $S_n = U_{n,max}/U_n$ , d. i. das Betragsquadrat des Verhältnisses von maximaler Ausgangsspannung zur Ausgangsspannung im betreffenden Punkt der Frequenzachse, gestattet bei Verwendung von  $n \geq 1$  Schwingkreisen unter Einfüh-

rung der Verstimmung, d. h. der normierten Frequenz für frequenzsymmetrische Bandfilter

$$y = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \quad (1)$$

wobei  $\omega_0$  die Mittenfrequenz des Durchlaßbandes und gleichzeitig die Abstimmungsfrequenz der Filterkreise ist, und der Grenzverstimmung

$$\pm y_g = \frac{\omega_0 \pm \Delta\omega_g}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_0 \pm \Delta\omega_g} \quad (2)$$

wobei  $\omega_0 \pm \Delta\omega_g$  die Grenzfrequenzen des Filters sind, eine Darstellung in der Form

$$|S_n|^2 = 1 + 2m T_n^2(y/y_g) \quad (3)$$

im Fall überkritischer Kopplung,

$$|S_n|^2 = 1 + 2\rho (y/y_g)^{2n} \quad (4)$$

im Fall kritischer Kopplung bzw.

$$|S_n|^2 = 1 + 2\hat{m} \mathfrak{T}_n^2(y/\hat{y}_g) \quad (5)$$

im Fall unterkritischer Kopplung. Dabei sind die Größen  $m$ ,  $\rho$  und  $\hat{m}$  gewisse Parameter, die wie folgt festgelegt sind:

Im Fall überkritischer Kopplung erreicht die Selektion an den Bandgrenzen  $\pm y_g$  den Wert

$$w_n = \sqrt{1 + 2m} \quad (6)$$

der Welligkeit genannt sei, da die Selektionskurve zwischen diesem Wert und dem Wert Eins  $(2n+1)$ -mal hin- und herpendelt. In Abb. 3 sind für den Fall  $n=3$  die Selektionskurven bei allen drei Kopplungsfällen aufgetragen.

Im Falle kritischer Kopplung verläuft die Selektionskurve flach im Durchlaß. Die Selektion erreicht an den Bandgrenzen den Wert

$$S_n|_{y_g'} = \sqrt{1 + 2\rho} \quad (7)$$

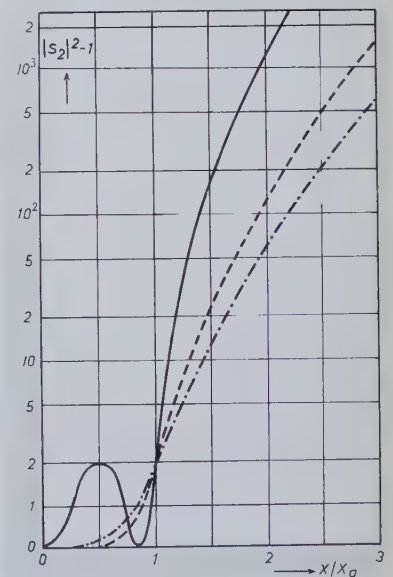


Abb. 3. Normierte Selektionskurven;  $x_g = x_g' = \hat{x}_g$ ;  $n=3$ . — überkritische Kopplung (Einheit der Ordinate =  $m$ ), --- kritische Kopplung (Einheit der Ordinate =  $\rho$ ), - - - - unterkritische Kopplung (Einheit der Ordinate =  $7^2 \cdot \hat{m}$ )

<sup>1)</sup> eingegangen: 7. 4. 1955



für  $\varrho = 1/2$  also speziell den in der Technik üblichen 3-dB-Wert. Bei unterkritischer Kopplung verläuft die Selektionskurve spitz, sie erreicht an den Bandgrenzen den Wert ( $|S_n|^2$  bezeichnet)

$$|S_n|_{y_g}^2 = 1 + 2 \hat{m} \left\{ \sum_{\nu=0}^{\left\lfloor \frac{n}{2} \right\rfloor} \binom{n}{2\nu} 2^\nu \right\}^2 \quad (8)$$

dabei ist  $\left\lfloor \frac{n}{2} \right\rfloor$  die größte ganze Zahl  $g \leq \frac{n}{2}$ .

Ferner bezeichnen die in (3) und (5) verwendeten Funktionssymbole  $T_n(z)$  bzw.  $\mathfrak{T}_n(z)$  die normalen bzw. hyperbolischen Tschebyscheffschen Polynome erster Art (vgl. [10, 11]). Sie sind definiert als

$$T_n(z) = \begin{cases} \cos(n \arccos z) \\ \cosh(n \operatorname{arccosh} z) \end{cases} \text{ für } \begin{cases} |z| \leq 1 \\ |z| \geq 1 \end{cases}$$

und

$$\mathfrak{T}_n(z) = \begin{cases} \sinh(n \operatorname{arcsinh} z) \\ \cosh(n \operatorname{arcsinh} z) \end{cases} \text{ für } \begin{cases} \text{ungerade} \\ \text{gerade} \end{cases} n.$$

Für die Grenzverstimmungen wurde  $y_g, y_g'$  bzw.  $\hat{y}_g$  geschrieben, da man vom Fall überkritischer Kopplung durch die Grenzübergänge

$$y_g \rightarrow 0 \quad (m \rightarrow 0)$$

zum Fall kritischer Kopplung und durch

$$y_g \rightarrow i \hat{y}_g \quad (m \rightarrow (-1)^n \hat{m})$$

zum Fall unterkritischer Kopplung übergehen kann (vgl. [10]).

Zu bemerken ist noch, daß man mit Hilfe eines charakteristischen Parameters  $a_n$  die Selektionskurven darstellen kann, wobei für ungerade  $n$  die in [10] aufgestellte Formel

$$a_n = \frac{\bar{d}^n}{(-i)^n \sigma_n y_g^n}$$

und für gerade  $n$  besser die auf die maximale Ausgangsspannung bezogene Gleichung

$$a_n = \frac{\bar{d}^n 2^{n-1}}{y_g^n \sqrt{2^{2n-2} (-1)^n \sigma_n^2 - 1}}$$

benutzt wird. Dabei ist

$$\bar{d} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n d_i$$

zu setzen, wobei  $d_i$  die Dämpfung des  $i$ -ten Schwingkreises ist. Mit  $\sigma_n$  ist das Produkt der Nullstellen der Selektion, also

$$\prod_{k=1}^n \cos \left\{ \frac{2k+1}{2n} \pi - \frac{i}{n} \operatorname{arcsinh} \frac{1}{\sqrt{2m}} \right\}$$

bezeichnet worden.

Zum Entwurf eines Filters der besprochenen Art kann man nun die komplexe Selektion (oder die Übertragungsfunktion) der gewählten Schaltung aufstellen und mit dem Hurwitzanteil der Selektion (vgl. [3]), d. h. mit dem Anteil der Selektion, der nur Nullstellen in der linken  $iy$ -Halbebene hat, dessen Nullstellen also der Bedingung für den Realteil

$$\operatorname{Re} i y_k < 0; \quad k = 1, 2, \dots, n$$

gehören, Koeffizientenvergleich in Potenzen von  $y$  machen. Es ergeben sich die für die Fälle  $n = 2, 3, 4$  von Dishal [5], zusätzlich für  $n = 5$  von Drexler und Voss [7] und für beliebige  $n \geq 2$  vom Verfasser [10] aufgestellten nichtlinearen Gleichungssysteme für die Dämpfungen  $d_i$  der Kreise und die Kopplungskonstanten  $k_{i,i+1}$  zwischen den Kreisen der Filter. Diese Gleichungssysteme sind dann aufzulösen; das ist allgemein, d. h. für beliebige Dämpfungen der Kreise nur für  $n \leq 3$ , geschehen (vgl. [2, 8]), für beliebig viele Kreise sind nur die beiden Sonderfälle

$$d_1 = \gamma d_n; \quad d_2 = d_3 = \dots = d_{n-1} = 0; \quad \gamma > 0$$

und

$$d_1 > 0; \quad d_2 = d_3 = \dots = d_n = 0$$

(vgl. [6, 9, 10, 12]) gelöst worden.

Die hier besprochenen Filter vom Tschebyscheffschen Typ haben gegenüber den Filtern mit Dämpfungsstellen im Endlichen einige wesentliche Vorteile. So ist z. B. ihr Abgleich einfach, da alle Kreise auf die gleiche Frequenz abgestimmt sind; es ist möglich, sie an hochohmige Außenwiderstände anzupassen, was in vielen anderen Fällen nicht angeht. Ferner sind die Dimensionierungsformeln für  $n \leq 3$  geschlossen aufgestellt, so daß man nicht komplizierte numerische Rechnungen auszuführen hat. Selbstverständlich erfordern die Filter mit Dämpfungsstellen im Endlichen auch einen größeren Aufwand an Schaltelementen, dafür haben sie natürlich größere Flankensteilheit der Selektion in der Nähe der Bandgrenzen. Sie sind aber mit Rückkehrdämpfungen behaftet, was oft diesen Vorteil wieder ausgleicht. Die Filter vom Tschebyscheffschen Typ haben Selektionskurven, die außerhalb des Durchlaßbandes monoton im engeren Sinne ansteigen. In vielen Fällen, besonders in Geräten, in denen kein besonderer Aufwand an Selektionsmitteln getrieben werden soll, empfiehlt es sich also, die relativ einfachen Tschebyscheffschen Filter anzuwenden. Ein weiterer wesentlicher Vorteil ist, daß man das Einschwingverhalten dieser Filter sowohl bei Amplituden- wie bei Frequenzmodulation genau kennt (vgl. [11]).

## 2. Zweikreisige Bandfilter vom Tschebyscheffschen Typ

Es soll hier kurz der Fall überkritischer Kopplung skizziert und für kritische und unterkritische Kopplung nur die Resultate der Rechnung angegeben werden.

Die relative Bandbreite des Filters sei  $y_g$ , die zugelassene Welligkeit

$$w_2 = \sqrt{1 + 2m}$$

Dann lautet das oben besprochene nichtlineare Gleichungssystem (vgl. [5, 10])

$$\begin{aligned} d_1 + d_2 &= 2d \\ d_1 d_2 + k_{12}^2 &= \frac{1}{2} (4\bar{d}^2 + y_g^2) \end{aligned} \quad (9)$$

wobei

$$2\bar{d} = y_g \frac{\sinh \left( \frac{1}{2} \operatorname{arcsinh} \frac{1}{\sqrt{2m}} \right)}{\sin \frac{\pi}{4}} = d_1 + d_2 \quad (10)$$

gesetzt wurde (vgl. [10]). Unter Einführung der Abkürzungen

$$\begin{aligned} d_2 &= a d_1 \\ d_1 &= \varepsilon \bar{d} \end{aligned} \quad (11)$$

und der normierten Grenzverstimmung und Kopplungskonstanten

$$\begin{aligned} x_g &= y_g \bar{d} \\ K_{12}^2 &= \frac{k_{12}^2}{\bar{d}^2} \end{aligned} \quad (12)$$

folgt dann für die Kopplung im Fall überkritischer Kopplung die Gleichung

$$K_{12}^2 = 2 \frac{1 + a^2}{(1 + a)^2} + \frac{1}{2} x_g^2 \quad (13)$$

Analog erhält man im Fall der kritischen Kopplung

$$K_{12}^2 = 2 \frac{1 + a^2}{(1 + a)^2} \quad (14)$$

und im Fall der unterkritischen Kopplung

$$K_{12}^2 = 2 \frac{1 + a^2}{(1 + a)^2} - \frac{1}{2} x_g^2 \quad (15)$$

Für gegebene Größen  $y_g, m$  bzw.  $y_g', \varrho$  oder  $\hat{y}_g, \hat{m}$  kann man aus (10), (13), (14) und (15) und

$$2\bar{d} = y_g' \frac{1}{\sqrt{2\varrho} \sin \frac{\pi}{4}} \quad (16)$$



bzw.

$$2\bar{d} = \hat{y}_g \frac{\cosh\left(\frac{1}{2} \operatorname{ar} \sinh \frac{1}{\sqrt{2\hat{m}}}\right)}{\sin \frac{\pi}{4}} \quad (17)$$

sofort das zugehörige Filter dimensionieren. Es gilt außerdem noch der Zusammenhang

$$m = \frac{x_g^4}{2^4 (2 + x_g^2)}; \quad \hat{m} = \frac{\hat{x}_g^4}{2^4 (2 - \hat{x}_g^2)} \quad (18)$$

Man kann nun mit

$$a_2^2 = \frac{1}{2(2 + x_g^2)} \quad (19)$$

noch den charakteristischen Parameter  $a_2$  (vgl. [10]) einführen.

Dann kann man die Selektion in der Form darstellen

$$|S_2|^2 = 1 + a_2^2 \left\{ x^2 - \left( \frac{1}{2a_2^2} - 2 \right) \right\}^2 \quad (20)$$

Für überkritische Kopplung ist nun, wie man aus (19) erkennt,

$$a_2 < \frac{1}{2}$$

für kritische Kopplung

$$a_2 = \frac{1}{2}$$

und für unterkritische Kopplung schließlich

$$a_2 > \frac{1}{2}$$

Es ist stets

$$x_g^2 \leq 2$$

wie man ebenfalls aus (19) ablesen kann, und ferner

$$m = \frac{1}{2a_2^2} \left( \frac{1 - 4a_2^2}{4} \right)^2 \quad (21)$$

Man bestimmt nun das Filter am besten nach folgendem Verfahren. Es sind im allgemeinen die Bandbreite  $y_g$  und die Welligkeit  $m$  bzw.  $\hat{m}$  vorgegeben. Daraus kann man  $x_g$  bzw.  $x_g'$  oder  $\hat{x}_g$  aus der Umkehrung von (18) bestimmen und damit  $a_2$  nach (19); im kritisch

gekoppelten Fall ist  $a_2 = \frac{1}{2}$ . Mit  $x_g$  ist auch  $\bar{d}$  bekannt und  $K_{12}^2$  be-

stimmt man aus einer der Gleichungen (13), (14) bzw. (15).

Oft liegt der Fall vor, daß man zusammen mit  $y_g$  eine gerade noch zu realisierende Dämpfung  $\bar{d}$  vorgibt, dann hat man  $x_g$  und damit  $a_2$ .

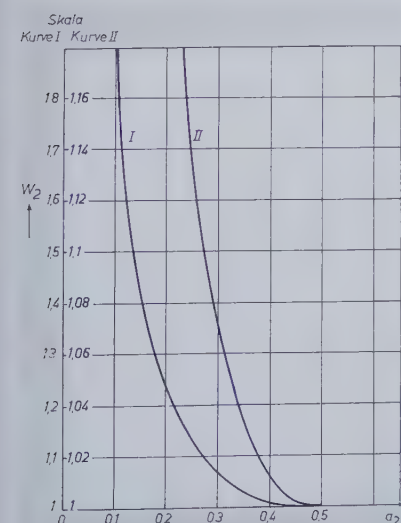


Abb. 4. Darstellung der Welligkeit  $w_2$  in Abhängigkeit vom Parameter  $a_2$

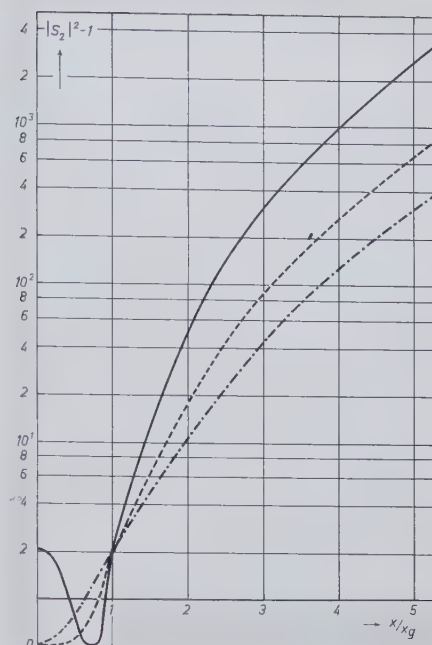


Abb. 5. Normierte Selektionskurven;  $x_g = x_g' = \hat{x}_g$ ;  $n = 2$ . — überkritische Kopplung (Einheit der Ordinate =  $m$ ), --- kritische Kopplung (Einheit der Ordinate =  $\rho$ ), - - - - unterkritische Kopplung (Einheit der Ordinate =  $3^2 \cdot \hat{m}$ )

Auch  $a_2$  und  $y_g$  können vorgegeben sein; dann bestimmt man  $\bar{d}$  aus

$$\bar{d} = \frac{\sqrt{2} a_2 y_g}{\sqrt{1 - 4a_2^2}} \quad (22)$$

im Fall überkritischer Kopplung bzw.

$$\bar{d} = \frac{\sqrt{2} a_2 \hat{y}_g}{\sqrt{4a_2^2 - 1}} \quad (23)$$

im Fall unterkritischer Kopplung. Für kritische Kopplung ist stets

$$\bar{d} = \frac{\sqrt{2}}{2} y_g' \quad (24)$$

In Abb. 4 ist der Zusammenhang zwischen  $a_2$  und  $w_2$ , in Abb. 5 sind die normierten Selektionskurven für überkritische, kritische bzw. unterkritische Kopplung aufgetragen worden.

### 3. Dreikreisige Bandfilter vom Tschebyscheffschen Typ

Da diese dreikreisigen Filter in [2] behandelt sind, sollen hier nur kurz die Resultate aufgezählt werden. Ihre Selektion schreibt sich im Fall überkritischer, kritischer bzw. unterkritischer Kopplung

$$|S_3|^2 = 1 + 2m T_3^2(y/y_g) \quad (25)$$

bzw.

$$|S_3|^2 = 1 + 2\rho (y/y_g')^6 \quad (26)$$

oder

$$|S_3|^2 = 1 + 2\hat{m} \hat{T}_3^2(y/\hat{y}_g) \quad (27)$$

Durch Einführung des charakteristischen Parameters

$$a_3 = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} x_g^2} = \frac{2^2 \sqrt{2m}}{x_g^3} \quad (28)$$

der für überkritische Kopplung die Werte

$$a_3 < 1$$

für kritische Kopplung

$$a_3 = 1$$

und für unterkritische Kopplung

$$a_3 > 1$$



$$|S_3|^2 = 1 + a_3^2 x^2 \left\{ x^2 - \left( \frac{1}{a_3} - 1 \right) \right\}^2 \quad (29)$$

Wieder geht man dabei vom Fall überkritischer Kopplung durch die Grenzübergänge

$$y_g \rightarrow 0 \quad (m \rightarrow 0)$$

zum Fall kritischer Kopplung und durch

$$y_{\text{gr}} \rightarrow i \hat{y}_{\text{gr}} \quad (m \rightarrow -\hat{m})$$

zum Fall unterkritischer Kopplung über. Man dimensioniert das Filter (analog zum Zweikreisfilter) aus den Formeln

$$w_3 = \sqrt{1 + 2m} = \sqrt{1 + \frac{4}{a_3} \left( \frac{1 - a_3}{3} \right)^3} \quad (30)$$

$$d = \frac{\sqrt{3}}{2} y_g \frac{\sqrt{a_3}}{\sqrt{1-a_3}} \quad (31)$$

im Fall überkritischer Kopplung,

$$\bar{d} = y_{\alpha'} \quad (32)$$

im Fall kritischer Kopplung und

$$\bar{d} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\hat{y}_g}{\sqrt{a_3 - 1}} \quad (33)$$

im Fall unterkritischer Kopplung.

Dabei ist

$$\bar{d} = 1/2 (d_1 + d_2 + d_3) \quad (34)$$

und mit den Abkürzungen

$$d_3 = \alpha d_1; \quad d_2 = \beta d_1; \quad d_1 = \varepsilon d; \quad x_g = y_g/d \quad (35)$$

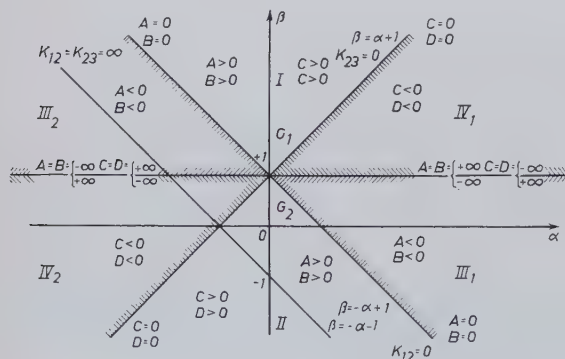


Abb. 6. Gültigkeitsgebiete für die Dämpfungsverteilung eines überkritisch gekoppelten Dreikreisfilters

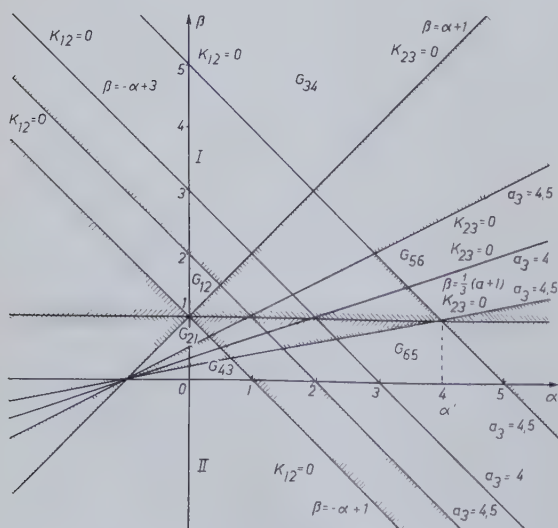


Abb. 7. Gültigkeitsgebiete für die Dämpfungsverteilung eines unterkritisch gekoppelten Dreikreisfilters

erhält man für die Kopplungskonstanten

$$K_{12}^2 = \frac{k_{12}^2}{d^2}; \quad K_{23}^2 = \frac{k_{23}^2}{d^2}$$

zwischen erstem und zweitem bzw. zweitem und drittem Schwingkreis

$$K_{12}^2 = \frac{1}{\beta - 1} \left[ -1 + 4 \frac{\alpha + \beta}{(1 + \alpha + \beta)^2} - \frac{1}{2a_3} (1 - \alpha - \beta) \right] \quad (36)$$

$$K_{23}^2 = \frac{1}{\beta - 1} \left[ \beta - 4 \frac{\beta^2 (a + \beta)}{(1 + a + \beta)^2} - \frac{1}{2 a_3} (1 + a - \beta) \right]$$

oder entsprechende Formeln in  $x_g, x_g'$  bzw.  $\hat{x}_g$  (vgl. [2]). Die Gesamtdämpfung des Filters ist dabei so auf die drei Einzelkreise zu verteilen, daß die Größen  $\alpha$  und  $\beta$  im Fall überkritischer und kritischer sowie unterkritischer Kopplung bis  $a_3 < 4$  in den Gebieten der Abb. 6 liegen. Im Falle unterkritischer Kopplung mit  $a_3 \geq 4$  müssen sie in den mit  $G_{12}, G_{21}, G_{34}, G_{43}, G_{56}$  bzw.  $G_{65}$  bezeichneten Gebieten der Abb. 7 liegen. (Nähere Erläuterungen in [2].) Die Gebiete  $G_{ik}$  sind

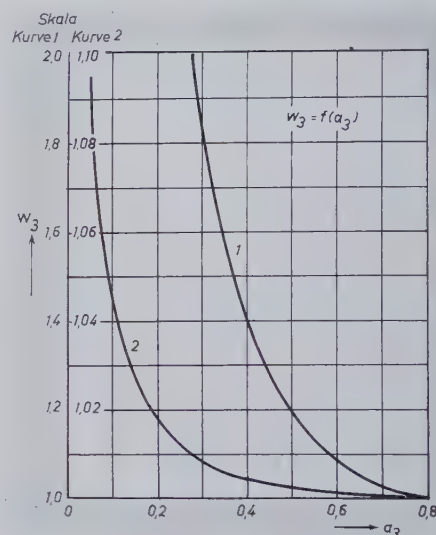


Abb. 8.  
Darstellung der Welligkeit  $w_3$  in Abhängigkeit vom Parameter  $a_3$

für  $a_3 = 4,5$  gezeichnet worden. In Abb. 8 ist der Zusammenhang zwischen  $w_3$  und  $a_3$  aufgezeichnet, Abb. 3 zeigt normierte Selektionskurven für das vorliegende Dreikreisfilter.

Es sei besonders darauf hingewiesen, daß ein ausgezeichnete Sonderfall in der Dimensionierung von dreikreisigen Bandfiltern des besprochenen Typs existiert. Es ist der Fall

$$\alpha = 0, \beta = 1; \quad K_{12} = K_{23} = K \quad (37)$$

Der mittlere Kreis des Filters soll also verlustfrei sein, das ist in der Schaltung nach Abb. 9 mit einem Quarz als Serienkreis realisiert. Der Ausgangskreis hat wie der Eingangskreis die Dämpfung  $\bar{d}$ , die Kopplung zwischen dem ersten und zweiten bzw. zwischen dem zweiten und dritten Kreis ist gleich, und zwar

$$K^2 = \frac{1}{2a_3}; \quad k^2 = \frac{d^2}{2a_3} \quad (38)$$

Dabei ist (vgl. Abb. 9)

$$k^2 = \frac{L_0}{L_Q} \quad (39)$$

wobei  $L_0$  die Induktivität der angezapften Spule ( $L_{01} = L_{03}$ ) und  $L_Q = L_2$  die Induktivität des Quarzes ist. Dieses symmetrische Quarzfilter hat den Vorteil, daß man sehr schmale Bandbreiten (allerdings mit hinreichend großem  $a_3$ , d. h. unter Umständen mit unterkritischer Kopplung) realisieren kann und daß man Bandbreiten-

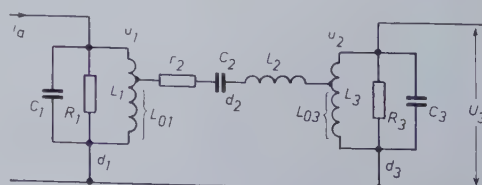


Abb. 9.  
Filterschaltung aus  
zwei Parallelkreisen  
und einem Serienkreis



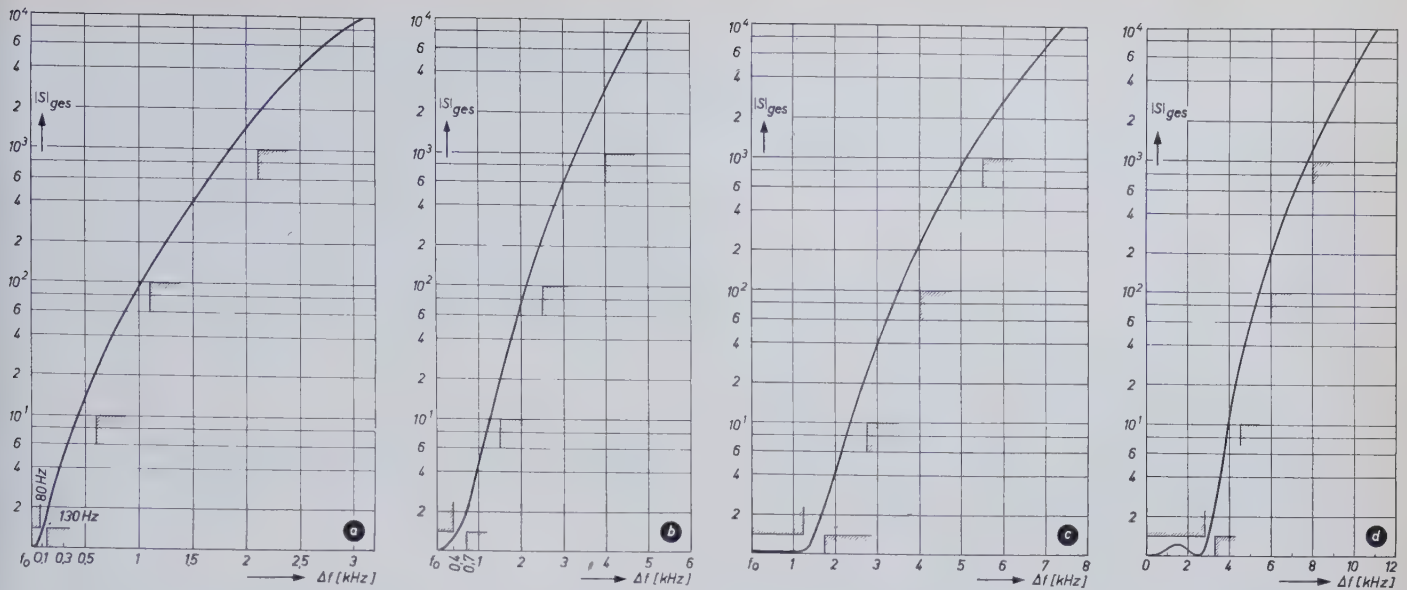


Abb. 10. Selektionskurven des Empfängers „E 127 Kw“. a) Bandbreitenstellung  $\pm 0,1$  kHz (2 Filter); b) Bandbreitenstellung  $\pm 0,5$  kHz (2 Filter); c) Bandbreitenstellung  $\pm 1,5$  kHz (2 Filter); d) Bandbreitenstellung  $\pm 3$  kHz (2 Filter)

änderungen durch Änderung der Spulenzapfungen verwirklicht. Hierbei ist die Verstärkung stets konstant, was u. U. sehr wichtig ist. Bei allen anderen Realisierungen solcher Bandfilter ändert sich die Verstärkung bei Änderung der Bandbreite.

#### 4. Zwischenfrequenzselektion des Telefunken-Empfängers „E 127 Kw“

In dem Empfänger „E 127 Kw“ der Fa. Telefunken sind für die Zwischenfrequenz  $f_0 = 525$  kHz aller Bandbreiten je zwei solcher symmetrischen Quarzfilter mit je drei Kreisen eingebaut worden. Für ein relativ einfaches Gerät, wie es dieser Empfänger darstellt, ist hierdurch mit einfachen Mitteln eine sehr gute Selektion erreicht worden. In Abb. 10a bis 10d sind die Selektionskurven für je zwei Filter bei einer Bandbreitenstellung von  $(2 \Delta f = y_g f_0)$

|                           |      |      |      |       |
|---------------------------|------|------|------|-------|
| $2 \Delta f [\text{kHz}]$ | 0,2  | 1    | 3    | 6     |
| $a_3$                     | 10,6 | 2,64 | 0,82 | 0,264 |

wiedergegeben. In den beiden schmalsten Stellungen sind die Filter unterkritisch, in den beiden breiten Stellungen überkritisch gekoppelt. Die Güte der Parallelkreise hat dabei stets den Wert

$$\frac{l}{d} = Q = 175 \quad (40)$$

Die in Abb. 10a bis 10d eingezeichneten schraffierten Ecken stellen die Toleranzforderungen des Pflichtenheftes für den Empfänger dar. Herrn Dipl.-Ing. Manecke, der die Selektionskurven des Empfängers „E 127 Kw“ zur Verfügung stellte, ist der Verfasser zu Dank verpflichtet.

#### Schrifttum

- [1] Atiya, F. S.: Theorie der maximal geebneten und Quasi-Tschebyscheffischen Filter. AEÜ Bd. 7 (1953) S. 441—450
- [2] Betzenhammer, B., u. Henze, E.: Theoretische Untersuchungen über dreikreisige Bandfilter vom Tschebyscheffschen Typ. AEÜ Bd. 8 (1954) S. 545 bis 552
- [3] Cauer, W.: Theorie der linearen Wechselstromschaltungen. Berlin 1954, 2. Aufl., Akademie-Verl.
- [4] Darlington, S.: Synthesis of Reactance 4-Poles. J. of Math. and Phys. Bd. 18 (1939) S. 257—353
- [5] Dishal, M.: Design of Dissipative Band-Pass Filters Producing Exact Amplitude-Frequency Characteristics. Proc. IRE Bd. 37 (1949) S. 1050—1069
- [6] Dishal, M.: Two New Equations for the Design of Filters. Electr. Commun. Bd. 30 (1953) S. 324—337
- [7] Drexler, G., u. Voss, H. H.: Mehrkreisige Bandpaßfilter mit optimaler Annäherung an die ideale Rechteckform der Durchlaßkurve. Frequenz Bd. 6 (1952) S. 337—342. Bd. 7 (1953) S. 20—30
- [8] Feldtkeller, R.: Einführung in die Theorie der Hochfrequenz-Bandfilter. Stuttgart 1953, S. Hirzel Verl.

- [9] Green, E.: Synthesis of Ladder Networks to Give Butterworth or Chebyshev Response in the Pass-Band. Monogr. Nr. 88 Inst. of Electr. Eng. (1954)
- [10] Henze, E.: Bandfilter vom Tschebyscheffschen Typ mit beliebig vielen Kreisen. AEÜ Bd. 9 (1955) S. 131—139
- [11] Henze, E.: Einschwingvorgänge bei Amplituden- und Frequenzmodulation an einigen speziellen passiven Netzwerken. AEÜ Bd. 9 (1955) S. 326—338
- [12] Magnus, W., u. Oberhettinger, F.: Formeln und Sätze für die speziellen Funktionen der Mathematischen Physik. Berlin 1948, Springer-Verl.
- [12] Norton, E. L.: Constant Resistance Networks with Applications to Filter Groups. Bell Syst. techn. J. Bd. 16 (1937) S. 178—193

#### NTG- und VDE-Tagungen 1956

Vom 26. bis 28. April 1956 veranstaltet die NTG-Fachgruppe 5 „Lineare und nichtlineare Netze“ in der Technischen Hochschule Stuttgart eine Fachtagung über das Thema

##### „Netzwerkssynthese“

Das Programm enthält u. a. nachstehende Vorträge:

- H. Piloty, Überblick über den gegenwärtigen Stand auf dem Gebiete der Synthese von Wechselstromschaltungen  
W. Saraga, Beitrag zur Synthese von Reaktanz-Zweipolen und -Vierpolen  
H. Härtl, Filter mit vorgeschriebenem Dämpfungs- und Phasenverlauf für die Wechselstromtelegrafie  
H. Piloty, Die Kettenmatrix von Vierpolen mit vorgeschriebenem Betriebsübertragungsfaktor und vorgeschriebenen Reflexionsfaktoren  
H. Haller, Potentialtheoretische Methoden der Netzwerkssynthese  
R. Unbehauen, Neuartige Verwirklichung von Zweipolfunktionen durch kanonische oder durch kopplungsfreie Schaltungen  
P. Bauhuber, Praktische Verfahren zur Aufstellung des Hurwitz-Polynoms in der Filtersynthese  
W. Bader, Synthese des gegengekoppelten Verstärkers  
H. N. Toussaint, Negative Widerstände mit Transistoren in der Netzwerkssynthese  
W. Poschenrieder, Breite Bandfilter mit Quarzen  
E. Glowatzki, Katalogisierte Filter  
H. H. Meinke, Synthese verlustfreier Vierpole aus Leitungen mit ortsabhängigem Wellenwiderstand  
V. Felzer, Das Übertragungsmaß von Netzwerken mit vorgeschriebenem Einschwingvorgang  
H. Keil, Filter und Laufzeitentzerrer für die Fernschübertragung auf Kabeln  
J. Peters, D. Bünemann u. H. Voigt, Approximationsaufgaben beim Fernsehen und ihre Lösung (mit Vorführung einer Fernseh-Modellanlage)

Im Anschluß an diese Vorträge findet eine außerordentliche Mitgliederversammlung statt.

Im Rahmen der VDE-Hauptversammlung 1956 vom 10. bis 15. September 1956 in Frankfurt am Main hält die NTG am 13. und 14. September 1956 eine Fachtagung mit folgenden Hauptthemen ab: Beiträge zur Theorie der Signale, Miniaturtechnik und ihre Bauelemente, Verkehr und Betrieb in der Vermittlungstechnik, Planung von Richtfunksystemen für breite Frequenzbänder und Einzelprobleme der Funktechnik, Themen aus dem Gebiet der Fernwirktechnik.



# Synthetischer Rohquarz für piezoelektrische Zwecke

DK 549.514.51.07:537.228.1

## 1. Allgemeines

In Laboratorien verschiedener Länder werden umfangreiche Versuche unternommen, um technische Verfahren zu entwickeln, die es ermöglichen, auf synthetische Weise Rohquarkristalle zu erhalten, ähnlich wie man bereits andere piezoelektrische Kristalle für elektroakustische Zwecke (Tonabnehmer, Mikrofone, Lautsprecher) gewinnt.

Aus dem Rohquarz hergestellte „Quarze“<sup>(1)</sup> verwendet man zur Frequenzstabilisierung von Oszillatorschaltungen in Sendern und Empfängern („Schwingquarze“), zur Frequenzselektion in Filterschaltungen („Filterquarze“) und in Quarzuhren als Frequenznormal. Platten aus Rohquarz benutzt man ebenfalls in der Ultraschalltechnik.

Der Frequenzbereich der Quarze liegt heute zwischen 0,5 kHz und 100 MHz mit den größten Stückzahlen zwischen 0,5 und 100 MHz (AT-Schnitt). Zur Erzeugung von Schwingungen in dem genannten Frequenzbereich benutzt man verschiedene Schwingungsformen der Quarzstäbe oder -platten, wobei neben den Abmessungen ein bestimmter Schnittwinkel in bezug auf die Kristallachsen eingehalten werden muß, um einen günstigen TK zu erhalten. In der Praxis benutzt man folgende Schnittwinkelorientierungen (US-Bezeichnungen): AT, BT, CT, DT, GT, MT, NT, 5°X und —18°X.

Obgleich man versucht hat, verschiedene leicht züchtbare piezoelektrische Kristalle (Äthylendiamintartrat, Dikaliumtartrat) als Ersatz für Rohquarz zu verwenden, hat keine dieser Substanzen die verlangten Eigenschaften, wie kleiner Temperaturkoeffizient der Frequenz, kleine elektrische Dämpfung und große zeitliche Beständigkeit der physikalischen und chemischen Eigenschaften. Hinzu kommt, daß die natürlich vorkommenden Rohquarzbestände in absehbarer Zeit erschöpft sein werden. Ein weiterer Gesichtspunkt bei der Förderung dieser Zuchtprojekte ist auch das Verlangen einzelner Staaten, im Kriegsfall vom Auslande unabhängig zu sein.

## 2. Geschichtliches zur Rohquarzsynthese

Die ersten Versuche, Rohquarkristalle (RQK) zu gewinnen, gehen auf Schafhäutl (1845) zurück. Prof. Nacken wies bereits 1936 auf die Möglichkeit hin, synthetische RQK eines Tages als Ersatz für Naturquarz zu verwenden. 1943 hatte er, den Richtlinien der Arbeiten von Spezia folgend, die ersten Zuchterfolge. Nach Kriegsende wurde das Verfahren von Nacken in den USA verbessert und auf breiter Grundlage weitergeführt. Insbesondere aus zwei Laboratorien sind dort Ergebnisse bekanntgeworden, und zwar von den *Bell Telephone Labs.* und den *Brush Labs.* Über die Ergebnisse aus letzterem Labor soll hier eingehender berichtet werden<sup>(2)</sup>.

## 3. Das Brush-Quarz-Zuchtverfahren

Unter gewöhnlichen Druck- und Temperaturbedingungen sowie in gewöhnlichen Lösungsmitteln ist Rohquarz unlöslich. Bei 300°C und 300 atü Druck in alkalischer Lösung erreicht jedoch die Löslichkeit solche Werte, daß ein Siliziumtransport vom Bruchquarzvorrat im Zuchtgefäß auf den eingelegten Quarzkeim hin ausreicht, um große, klare RQK aufzubauen.

Die *Brush Labs.* verwenden zur Quarzzucht einen 2-Kammer-Autoklaven mit den obengenannten Temperaturen und Drücken, wobei eine 18%ige wässrige Lösung von Natriumkarbonat zur Gefäßfüllung dient. Der Autoklav besteht aus zwei dickwandigen Stahlgefäßen von je etwa 100 Liter Volumen, die horizontal gelagert und an ihren beiden Enden miteinander verbunden sind, um eine Zirkulation zu ermöglichen.

Durch eine zusätzliche Schaukelbewegung der Gefäße erreicht man eine Zirkulationssteigerung. Nach sechs Wochen Zuchtzeit lassen sich pro Anlage etwa 45 kg RQK gewinnen. In jeder Woche wird das Zuchtgefäß einmal mittels der  $\gamma$ -Strahlung des Kobalt-60-Isotops zur Wachstumskontrolle durchleuchtet.

## 4. Die verwendeten Kristallkeime

Die Wachstumsgeschwindigkeit und die geometrische Form der synthetischen RQK hängen ab von der Keimform, -größe und -orientierung bezüglich der Kristallachsen. Prof. Nacken verwendete noch sogenannte Z-Schnitte, d. h. Schnitte senkrecht zur optischen

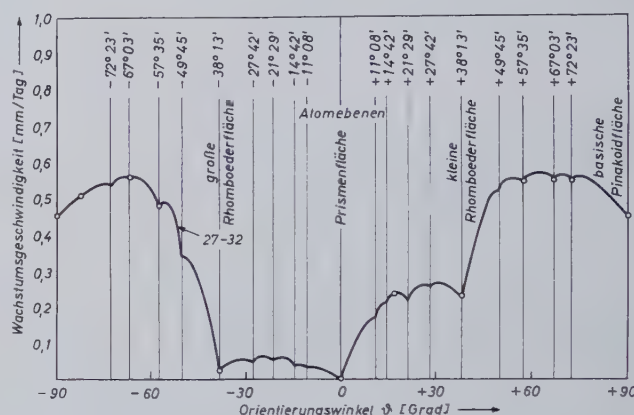


Abb. 1. Quarz-Wachstumsgeschwindigkeit in bezug auf Wuchsflächen

Achse. Umfangreiche Untersuchungen von *Brush* mit Keimplatten verschiedener Orientierung ergeben nach Abb. 1 einen Gesamtüberblick über die technisch möglichen Wachstumsgeschwindigkeiten in mm/Tag.

Bis 1954 wurden bei *Brush* synthetische RQK mit Keimplatten parallel zu den kleinen Rhomboederflächen (38° 13') gezüchtet. Da aber keine Materialablagerung auf den Prismenflächen erfolgt, wird hier der größte Kristallquerschnitt von der Keimgröße bestimmt. Deshalb müssen, um große Kristalle zu erhalten, große und daher teure Keimplatten verwendet werden. Seit 1954 gelang es, durch Verwendung von Y-Stab-Keimen, aus relativ kleinen Stäben große Kristalle zu züchten (Abb. 2 und 3). Der Stab wächst dabei in der +X-Richtung schneller als in der -X-Richtung. Abb. 4 zeigt vergleichsweise synthetisch gewonnene RQK verschiedener Keimorientierung.

## 5. Vergleich der Eigenschaften des synthetischen und natürlichen RQK

Während man beim Naturmaterial, unabhängig von der Fundstelle, bei gleichem Schnittwinkel immer den gleichen TK erhält, zeigt das

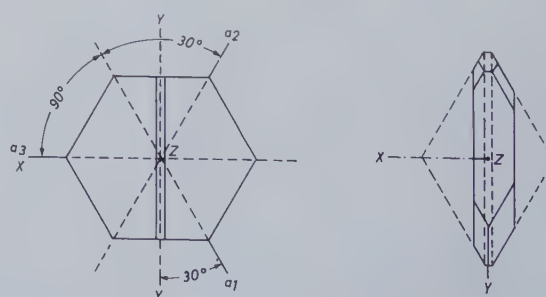


Abb. 2 (links). Orientierung des Y-Stab-Keims auf dem Basal-Schnitt eines Quarzkristalls. Abb. 3 (rechts). Wuchsform eines Y-Stab-Quarzkeims

<sup>(1)</sup> „Quarz“ = Bauelement der elektrischen Nachrichtentechnik, bestehend aus einer Quarzscheibe und ihrer Halterung sowie dem Quarzgehäuse

<sup>(2)</sup> Bechmann, R., u. Hale, D. R.: Electronic grade synthetic Quartz. *Brush Stokes Bd. 4* (1955) Nr. 1, S. 1—6



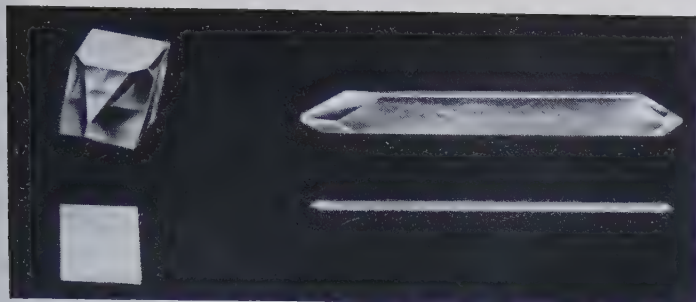


Abb. 4. Synthetische Rohquarkristalle, entstanden aus einer Platte parallel zur kleinen Rhomboederfläche (links) und einem Y-Stab-Keim (rechts)

synthetische Material für den verlangten TK einen anderen Schnittwinkel als der natürliche Kristall. Eingehende Untersuchungen an *AT*-Schnitten aus synthetischem und natürlichem Material haben folgende optimale Schnittwinkel (TK erster Ordnung gleich Null) ergeben:

| Rohquarzherkunft   | Ordnungszahl der Schwingung | Optimaler Schnittwinkel |
|--|-----------------------------|-------------------------|
| natürlich  | 1                           | 35° 10'                 |
|  | 3                           | 35° 18'                 |
|  | 5                           | 35° 20'                 |
| Brush, synth. Material, Keim parallel zur kleinen Rhomboederfläche | 1                           | 35° 16'                 |
|  | 3                           | 35° 24'                 |
|  | 5                           | 35° 26'                 |

J. KORN FELD

## Anpassung eines verlustbehafteten Blindwiderstandes mit resonanzartigem Widerstandsverlauf

Schluß aus ELEKTRONISCHE RUNDSCHAU Bd. 10 (1956) Nr. 2, S. 41

DK 621.3.011.21:621.372.51.029.6

### 3. Praktische Anwendung

Es sei eine Bolometerleitung mit dem Wellenwiderstand von  $Z_B = 500 \text{ Ohm}$  bei einer Wellenlänge von  $\lambda_0 = 12 \text{ cm}$  und einem spezifischen Widerstand von  $R' = 20 \text{ Ohm/cm}$  an den Senderausgang, bestehend aus einer Leitung mit dem Wellenwiderstand  $Z_S = 70 \text{ Ohm}$ , anzupassen<sup>3)</sup>. Zunächst seien die Bestimmungsgrößen der Bolometerleitung ermittelt. Nach (3)<sup>4)</sup> erhält man den Resonanzwiderstand bei

$$l = \frac{\lambda_0}{4} = 3 \text{ cm}$$

$$R_{B \text{ res}} = \frac{Z_B^2}{R' l} = \frac{25 \cdot 10^4}{30} = 8333 \text{ } \Omega$$

Die spezifische Dämpfung  $\alpha$  ergibt sich aus  $\frac{R' l}{Z_B} = \frac{60}{1000} = 0,06 \text{ Nep/km}$

Die Eckfrequenz (Halbwertsfrequenz) erhält man nach (4) zu

$$\lambda_{1,2} = \frac{18,85}{\arccot(\pm 0,06)}, \lambda_1 = 12,48 \text{ cm}, \lambda_2 = 11,52 \text{ cm}$$

Bei diesen, um die Resonanzwellenlänge von  $\lambda_0 = 12 \text{ cm}$  symmetrisch liegenden Punkten sinkt der Resonanzwiderstand auf  $\frac{8333}{\sqrt{2}} =$

$5890 \text{ } \Omega$ . Die Resonanzkurve, nach (2) berechnet, ist in Abb. 2 dargestellt. Die Länge der Einzeileitung des als Anpassungselement verwendeten Rohrleitungsfilters nach Abb. 1 ist nach (6)  $l = \frac{\lambda_m}{4}$

<sup>3)</sup> Die Angaben sind dem Buch Vilbig, F., Hochfrequenzmeßtechnik, München 1953, C. Hanser-Verl., entnommen

<sup>4)</sup> Gleichungen (1)...(17) und Abb. 1...6 s. Heft 2, S. 37—41

Der Dämpfungsfaktor scheint beim synthetischen Material größer als beim natürlichen zu sein, was aber für die Masse der heute verwendeten Quarze keine Beeinträchtigung darstellt.

Spektroskopische Analysen des synthetischen RQK zeigen, daß er einen höheren Reinheitsgrad hat als der Naturquarz. Während bei letzterem die Beimengungen 0,04 Gewichts-% betragen, sind diese beim synthetischen RQK weniger als 0,01%. Im synthetischen RQK sind folgende Spurenelemente nachgewiesen: Li, Na, K, Mg, Ca, Al und Fe. Beim Natur-RQK treten Rb, Cs, Cu, Ba, Cr, Mn, Ti, Zr und Ag hinzu.

Die wesentlichen Vorteile des synthetischen RQK gegenüber dem natürlichen sind:

1. Er weist immer Naturflächen auf,
2. er ist frei von optischer und elektrischer Verzwillingung,
3. er ist frei von Einschlüssen,
4. die Händigkeit (Rechts- oder Linksquarz) kann bei der Züchtung willkürlich festgelegt werden,
5. er kann auf bestimmte gewünschte Abmessungen gezüchtet werden.

Alles in allem ergibt der synthetische RQK für die Fertigung eine höhere Scheibenausbeute pro Kilogramm und ermöglicht einen vereinfachten Arbeitsablauf in der Vorfertigung.

Im Vergleich zu natürlichem RQK gleicher Abmessung und gleicher Verarbeitungstechnik ist die Quarzscheibenausbeute bei Verwendung von synthetischem RQK um den Faktor 2,7 größer. Bei Benutzung von Y-Stab-Material ist der Faktor noch größer.

Unter Verwendung von Ultraschallsägen der Firma *Raytheon* hat man aus 1 Pfund Y-Stab-Kristallen 700 *AT*-Scheiben erhalten. Y-Stab-Kristalle werden auf dem inneramerikanischen Markt bereits vertrieben.

= 2,995 cm. Aus der Kurvenschar Abb. 3, deren oberer Teil in Abb. 2 in vergrößertem Maßstab fortgesetzt ist, erkennt man den Bereich, in dem sich der verschiebbare Kolben ( $p = l_2/l$ ) befinden muß, um sich an die Kurve  $|R_B|$  gut anzuschmiegen. Den genauen Wert gewinnt man aus (9) mit einem frei angenommenen  $Z_0 = 500 \text{ Ohm}$  und  $k = 2$  sowie  $\eta_1 = \lambda_m/\lambda_1 = 11,98/12,48 = 0,96$ . Die etwas kompliziert erscheinende Gleichung vereinfacht sich wegen der Resonanznähe wesentlich, so daß man schließlich (näherungsweise, aber mit weitaus genügender Genauigkeit) erhält

$$p \approx \frac{2}{0,96 \pi} \cdot \frac{\pi}{2} = \frac{1}{\eta_1} = 1,042$$

Die Länge der Stichleitung muß also  $l_2 = 1,042 \cdot 2,995 = 3,12 \text{ cm}$  sein. Umgekehrt ist  $\eta_{1\infty} = \frac{1}{p}$ , was weiter oben bereits erwähnt wurde. Mit (8) ist auch die (erste) Nullstelle des Wellenwiderstandes bekannt; sie liegt bei (für  $n = 1$ )

$$\eta_{(0)} = \frac{1}{1,04 + 1} = 0,495$$

Damit ist der gesamte Wellenwiderstandsverlauf exakt bestimmt. Die nachfolgende Transformation mittels einfacher  $\lambda_0/4$ -Leitung ergibt nach (10b)

$$Z_{T_2} = \sqrt{70 \cdot 5890} = 642 \text{ } \Omega$$

Ihre Länge wird nach (12b) genau ermittelt.

Da der Zahlenwert für  $Z_{T_2}$  zahlenmäßig etwas ungünstig für die praktische Dimensionierung nach der Formel  $Z = 60 \ln r_a/r_i$  ist, ist u. U. eine weitere Transformationsstufe erforderlich, die bei der Berechnung der zweiten Schaltung genauer behandelt wird. Die Ausführung gibt Abb. 5 im Prinzip wieder.



Mit Hilfe der mit der Filterschaltung nach Abb. 1 gewonnenen Erkenntnisse kann nun leicht die im zweiten Abschnitt behandelte T-Rohrleitungsschaltung berechnet werden.

Die Bestimmung der Länge der parallel zu schaltenden Leitungen ist sehr einfach. Sie muß nach (12) gleich sein  $l = \frac{\lambda_0}{8}$ , wobei der Kolben

der Abzweigleitung zunächst auf  $l_2 = l$ ,  $p = 1$  eingestellt zu denken ist. Da die Anpassung nach Abb. 3 und 6 jedoch nicht im Resonanzpunkt, sondern in der Flanke erfolgt, also in einer der beiden Eckfrequenzen (nach dem Verlaufe von  $|\Re_T| = f(\eta)$  wird dies die obere sein, also diejenige für  $\eta < 1$ ) bekommt man die Länge der Transformationsleitung einfach aus

$$l_T = \frac{\lambda_2}{8}$$

Allgemein erhält man, da  $l$  proportional  $\eta$

$$l_T = l \cdot \frac{\eta_T}{\eta_2} \tag{12b}$$

Im speziellen Fall wird das Transformationsleitungssystem in Resonanz betrieben, dagegen die Bolometerleitung auf der Halbwertsfrequenz. Man kann es ebenso auch umgekehrt machen.

Die Dimensionierung einer T-Rohrleitung mit dem Wellenwiderstand nach (14) macht, wie bereits oben erwähnt, wenn man nicht einen sehr dünnen Mittelleiter verwenden will, Schwierigkeiten. Diese kann man umgehen, wenn man statt auf 70 Ohm auf etwa 0,1 Ohm heruntertransformiert und mittels einer zweiten T-Rohrschaltung wiederum auf 70 Ohm hinauftransformiert. Es ist dann bei der Halbwertsfrequenz

$$Z_{T1} = \sqrt{0,1 \cdot 5890} = \sqrt{5,89} \cdot 10 = 24,25 \Omega$$

Da  $Z_{\text{Einzel}} = 2 Z_{T1} = 48,50 \Omega$ , muß  $r_a/r_i = 2,24$  sein, z. B.  $r_a = 10 \text{ mm}$ ,  $r_i = 4,5 \text{ mm}$ .

Das anschließende Transformations-T-Glied muß von 0,1 Ohm auf 70 Ohm transformieren, also muß

$$Z_{T2} = \sqrt{0,1 \cdot 70} = \sqrt{7} = 2,645 \Omega, \quad Z_{\text{Einzel}} = 5,29 \Omega \text{ sein.}$$

Nun sind noch die Länge  $l_T$  sowie die Kolbenstellungen zu bestimmen. Nach den Abb. 2 und 3 sowie 6 kommt in diesem Fall die Anpassung um die obere Halbwertsfrequenz (untere Wellenlänge) in Frage, mit  $\eta_2 = 1,042$ ,  $\eta_T = 0,521$ .

Dem Verlaufe von  $\frac{\Re_T}{Z_B}$  in Abb. 6, wobei dort im gegebenen Beispiel für

$$Z = Z_B$$

zu setzen ist, hat beispielsweise  $\eta_2 \dots \eta_T$  zu entsprechen, woraus die Länge der T-Rohrleitung nach Gl. (12b) folgt. Es ergibt sich

$$l_T = 3 \cdot \frac{0,5}{1,042} = 1,44 \text{ cm}$$

Für die Kolbenstellung erhält man dann nach (17b) mit  $\frac{Z_B}{\Re_T} = 0,085$

$$p = \frac{4}{\pi} \arctg \left\{ 1,09 \right\} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot 1,056 = 1,056$$

demnach  $p = l_2/l_T = 1,056$  und  $l_2 = 1,44 \cdot 1,056 = 1,522 \text{ cm}$ . Die zweite Abzweigstufe dient lediglich zum Hinauftransformieren von  $\Re_B = 0,1$  auf  $Z_3 = 70 \text{ Ohm}$ . Ihre feste Länge bleibt daher dieselbe wie bei der ersten Abzweigleitung ( $l_{T2} = 1,44 \text{ cm}$ ). Dagegen ändert sich die Kolbenstellung sehr wohl, da diese nach (17b) vom Wert  $|Z_B/\Re_A|$  abhängt. Dieser Wert ist aber am Eingang der ersten Transformationsstufe bereits heruntertransformiert. Nach (15) erhält man (als Probe) in der Tat

$$\Re_E = \frac{(24,25)^2}{500} \cdot \frac{1,093 - 1}{1,093} = \frac{589}{500} \cdot 0,085 = 0,1 \Omega$$

Der neue normierte Abschlußwiderstand lautet für die zweite Transformationsstufe

$$\frac{\Re_E}{Z} = \frac{0,1}{24,25} = \frac{1}{242,5} = 0,0041 = \frac{Z}{\Re_A} = \frac{24,25}{5890}$$

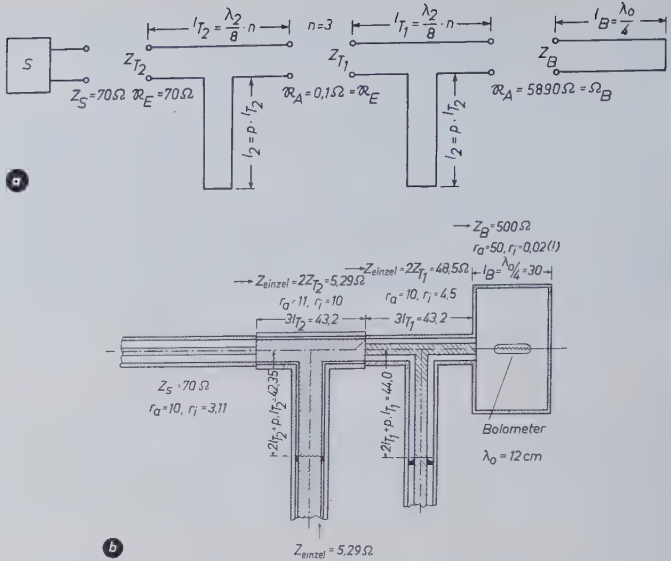


Abb. 7. Zweistufige Anpassungs- und Transformationsschaltung; a) Prinzipschema, b) Schema für die Ausführung der Schaltung (Maße in mm)

Damit erhält man aus Gl. (16) und (17b)

$$p = \frac{4}{\pi} \arctg \frac{1}{1 - |\Re_E|/Z} = \frac{4}{\pi} \arctg \frac{1}{1 - 0,004} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot 1,004$$

somit  $p = 1,004$ , was einer Länge  $l_{T2} = 1,445 \text{ cm}$  entspricht.

Abschließend soll noch überprüft werden, ob der Eingangswiderstand der zweiten Transformationsleitung auch wirklich 70 Ohm ist, wie die ursprüngliche Forderung lautete.

Nach (15) ist

$$\begin{aligned} \Re_{ET2} &= \frac{Z_{T2}^2}{\Re_{AT2}} = \frac{Z_{T2}^2 \cdot Z_B}{Z_{T1}^2} \cdot \frac{\partial T_1}{\partial T_1 - 1} \\ &= \frac{(2,645)^2 \cdot 500}{(24,25)^2} \cdot \frac{1,093}{0,093} = \frac{7.500}{589} \cdot 11,75 \\ \Re_{ET2} &= 7 \cdot 0,85 \cdot 11,75 = 70 \Omega \end{aligned}$$

Damit ist die gesamte Anpassungs- und Transformationsschaltung, die in Abb. 7 im Schnitt dargestellt ist, durchgerechnet und dimensioniert.

### Schrifttum

- [4] Megla, G.: Dezimeterwellentechnik, Leipzig 1952, Fachbuchverl.
- [5] Ratheiser, L.: Graphische Darstellung der Leitungseigenschaften und Leitungsvorgänge im Kreisdiagramm. Radiotechn. Bd. 30 (1954), Nr. 6, S. 206—215 und Nr. 7, S. 243—248

### Informationsdienst Stand der Technik

Die durch die *Treuhandstelle Reichspatentamt* betriebene und nutzbar gemachte Dokumentation der gesamten Technik umfaßt mehrere Millionen von deutschen und ausländischen Patentschriften, technischen Büchern und Zeitschriften, Hinweisakarteien, Patentakten und Gebrauchsmustern. Mit dieser Einrichtung steht Industrie und Wirtschaft ein Hilfsmittel zur Verfügung, das erhebliche Einsparungen bei der Recherche nach Veröffentlichungen auf bestimmten Gebieten ermöglicht. Anfragen sind zu richten an *Informationsdienst Stand der Technik und Warenzeichen, Treuhandstelle Reichspatentamt*, Berlin SW 61, Gitschiner Str. 97—103.

### DIN-Normblatt-Verzeichnis 1956

Sieben ist das Normblatt-Verzeichnis 1956 mit den Nummern, Titeln und Ausgabedaten der zur Zeit gültigen 9700 Deutschen Normen und Normentwürfe erschienen. Gegenüber der letzten Ausgabe (1954) konnte der Umfang auf 388 Seiten erweitert werden.



# Zur Geschichte der HF-Vormagnetisierung

DK 681.84.083.8"71":621.3.073.3.029.45

In der Entwicklungsgeschichte der magnetischen Schallaufzeichnung ist die Einführung der Wechselstromvormagnetisierung des Tonträgers ein besonders bemerkenswerter Meilenstein. Nachstehend seien deshalb einige wichtige historische Daten zu dieser Frage zusammengestellt.

Aus den Patentanmeldungen V. Poulsens im Jahre 1899 stammen die ersten Informationen über die Möglichkeit der magnetischen Aufzeichnung von Schallereignissen, und 1900 hatte auf der Pariser Ausstellung die Öffentlichkeit zum ersten Male Gelegenheit, das neue Verfahren in Gestalt des „Telegraphon“ kennenzulernen. Als Tonträger diente Stahldraht, dem beim Vorbeilauf an einem mit der aufzuzeichnenden Tonfrequenz gespeisten Elektromagneten eine Wechselmagnetisierung aufgeprägt wurde, nachdem er zuvor beim Vorbeilauf an einem Dauer- oder Elektromagneten bis in die Sättigung vormagnetisiert war. Frühere Aufzeichnungen wurden dabei gleichzeitig gelöscht.

Die Verwendung von Stahldraht oder Stahlband als Tonträger hatte Nachteile, weil ein Schneiden (Cuttern) von Aufnahmen nur schwer möglich war. Es war deshalb ein wesentlicher Fortschritt, als es Pfleumer 1930 gelang, einen neuen Tonträger herzustellen, der aus einem Papier- oder Kunststoffband mit magnetisierbarer Schicht bestand. In gemeinsamer Arbeit gelang es der AEG und der ehemaligen IG Farben, diesen Tonträger bis zum Ausbruch des zweiten Weltkrieges auf einen hohen Entwicklungsstand zu bringen. Unabhängig davon entstand in Japan 1933 durch die Arbeiten von Kato und Takei ein ähnlicher Tonträger, dessen magnetisierbarer Teil aus einer Mischung von pulverförmigen Metalloxyden bestand.

Gleichgültig, ob Draht oder Magnetband als Tonträger benutzt wurde, haftete allen Verfahren ein wesentlicher Nachteil an: ein störendes Grundgeräusch als Folge der konstanten Vormagnetisierung, das den Dynamikbereich im günstigsten Falle auf etwa 40 dB begrenzte. Es hat deshalb nicht an Versuchen gefehlt, durch zusätzliche Maßnahmen das Grundgeräusch herabzusetzen, wozu man sich heute praktisch ausschließlich der Hochfrequenz-Vormagnetisierung bedient.

Die Hochfrequenz-Vormagnetisierung hat ihren ersten Niederschlag in einem Patent von W. L. Carlson und G. W. Carpenter gefunden. In diesem amerikanischen Patent (angemeldet 26. 3. 1921, erteilt 30. 8. 1927)

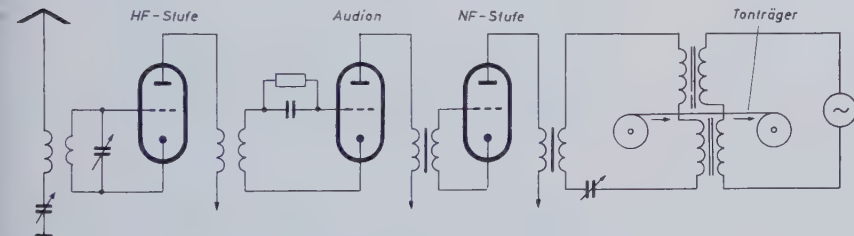


Abb. 1. Wechselstrom-Vormagnetisierung bei der Aufzeichnung von Morsesignalen

„Radio Telegraph System“ schlagen die Erfinder für die Aufnahme von drahtlos empfangenen Signalen auf Draht vor, bei der Aufnahme ein magnetisches Wechselfeld — vorzugsweise hoher Frequenz — zusätzlich zu dem niederfrequenten Wechselfeld auf den Tonträger einwirken zu lassen. Die Frequenz des hochfrequenten Wechselfeldes ist dabei mit beispielsweise 10000 Hz angegeben, und sie stellen in ihrer Patentschrift fest, daß dadurch eine starke Zunahme der Empfindlichkeit für die Aufnahme schwacher Signale eintritt (Abb. 1).

Wenn in dieser Patentschrift auch nur auf Draht als Tonträger Bezug genommen wird — andere Tonträger waren noch nicht bekannt —, so sind darin, wenn vielleicht auch unbewußt, doch schon wesentliche Gedanken der heutigen Technik enthalten, denn die erhöhte Empfindlichkeit für die Aufnahme schwacher Signale ist einer Senkung des Grundgeräusches und damit einer Erweiterung des Dynamikumfangs gleichzusetzen. Ebenso ist die Vormagnetisierungsfrequenz hoch gegenüber der aufzuzeichnenden Nutzfrequenz, die man für Telegrafie-Signale im Mittel mit etwa 1000 Hz ansetzen kann.

Ein Patent von J. G. Alverson (angemeldet 30. 3. 1931, erteilt 8. 11. 1932) „Magnetic Sound Recording System“ schlägt ebenfalls die Verwendung von Hochfrequenz für die Tonaufnahme auf Stahldraht oder Band (steel wire or tape) vor, benutzt aber einen Hochfrequenz-Generator, der mit der aufzuzeichnenden Tonfrequenz moduliert ist, um dadurch den

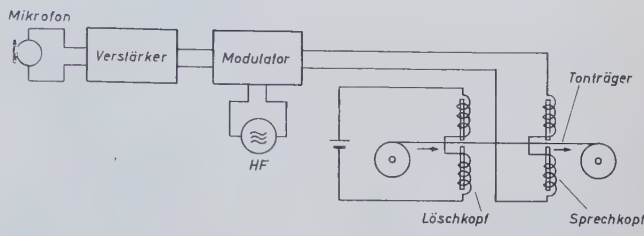


Abb. 2. Modulation eines HF-Trägers mit der aufzuzeichnenden Tonfrequenz

Einfluß der nichtlinearen Magnetisierungskennlinie paramagnetischer Substanzen bei veränderlichem Fluß, Verzerrungen und Phasendrehungen als Folge von Hysterese-Effekten und die Änderung dieser Effekte in Abhängigkeit von der aufzuzeichnenden Frequenz zu vermeiden. Der Grundgedanke ist also, das Tonfrequenzband in einen höheren Frequenzbereich zu transponieren, so daß die relative aufzuzeichnende Bandbreite kleiner ist als bei direkter niederfrequenter Aufzeichnung. Dadurch treten die erwähnten Frequenzabhängigkeiten der Impedanz der Magnetköpfe, der Permeabilität usw. weniger in Erscheinung. Es handelt sich hierbei also nicht um eine Überlagerung von Hoch- und Niederfrequenz, sondern um eine Modulation des hochfrequenten Trägers (Abb. 2).

Einem vom Tonaufnahmestrom abhängigen Magnetfeld ein weiteres, durch Hochfrequenzstrom entstehendes Magnetfeld zu überlagern, schlägt ein japanisches Patent (angemeldet 14. 3. 1938, bekanntgemacht 10. 2. 1940, erteilt 21. 6. 1940) „Magnettonsystern, bei dem Wechselstrom als Vorspannung benutzt wird“ vor, um Verzerrungen durch Krümmung der Magnetisierungskennlinien des Tonträgers zu vermeiden und den Dynamikumfang unter Ausschaltung von Nebengeräuschen zu vergrößern. Es wird dabei darauf hingewiesen, daß bei Gleichstromvormagnetisierung der Dynamikumfang gering ist und durch die Wechselstromvormagnetisierung „eine im Dynamikumfang vorzügliche Tonaufnahme bewirkt“ wird. Die Zeichnungen der Patentschrift zeigen u. a. ein System mit drei Köpfen, von denen der Sprechkopf gleichzeitig am Ausgang des NF-Verstärkers und am Ausgang des HF-Generators liegt (Abb. 3).

Während über die praktischen Erfolge des in der japanischen Patentschrift niedergelegten Verfahrens in der Zeit bis zum Beginn des zweiten Weltkrieges praktisch nichts bekanntgeworden ist, haben die unabhängig davon in Deutschland betriebenen Arbeiten wesentlich dazu beigetragen, die Qualität der in den Rundfunkstudios hergestellten Schallaufnahmen erheblich zu steigern. H. J. von Braunnühl und W. Weber haben in ihrem Patent Nr. 743 411 (patentiert ab 28. 7. 1940, bekanntgemacht am 4. 11. 1943) „Verfahren zur magnetischen Schallaufzeichnung“ ein Verfahren beschrieben, bei dem Hochfrequenz der Tonfrequenz superponiert und ein gepulverter Magnetogrammträger für die magnetische Schallaufzeichnung benutzt wird. Der aufzuzeichnende Tonfrequenzstrom wird dabei gleichzeitig mit dem Hochfrequenzstrom dem Sprechkopf zugeführt und der Magnetogrammträger auf diese Weise einem aus Tonfrequenz und Hochfrequenz überlagerten magnetischen Feld ausgesetzt. Durch Absenken des Grundgeräusches ließ sich damit damals eine Dynamikerhöhung um mindestens 16 dB erreichen.

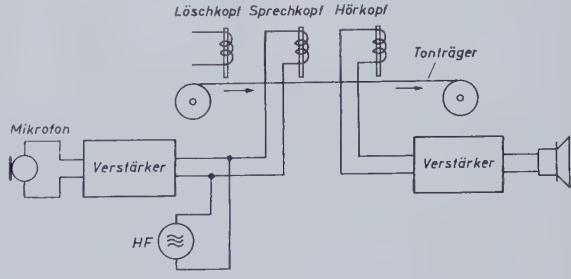


Abb. 3. Japanischer Vorschlag für die HF-Vormagnetisierung



## Otto Laass 60 Jahre

Am 22. März 1956 vollendet Otto Laass, Leiter der *Telefunken*-Pressestelle Berlin, das 60. Lebensjahr. Schon von frühester Jugend an galt die besondere Liebe des Jubilars den Naturwissenschaften und der Technik. In den Anfangsjahren des Tonfilms (1929) trat er in die Dienste der *Klangfilm GmbH*, und seit seinem Übertritt zu *Telefunken* im Jahre 1932 stand die vertrauensvolle persönliche Zusammenarbeit und Freundschaft mit den Kollegen der Presse als Leitsatz über seiner Arbeit. Otto Laass ist einer der dienstältesten Vertreter für Pressearbeit in der Funkindustrie. Nach dem Kriege widmete er sich mit seiner ganzen Arbeitskraft dem Wiederaufbau der *Telefunken*-Pressearbeit und der Pressestelle Berlin, die praktisch alle Unterlagen, insbesondere auch das unersetzbare historische Bildarchiv, verloren hatte.



Ebenso wie zu seinem 25jährigen Dienstjubiläum im Jahre 1954 werden auch jetzt wieder viele Freunde und Kollegen seiner gedenken.

## 5. Europäische Werkzeugmaschinen-Ausstellung Hannover 1957

Das europäische Komitee für die Zusammenarbeit der Werkzeugmaschinen-Industrien hat auf seiner letzten Sitzung in Paris beschlossen, die 5. Europäische Werkzeugmaschinen-Ausstellung vom 15. bis 24. September 1957 auf dem Ausstellungsgelände der Deutschen Messe- und Ausstellungs-AG in Hannover zu veranstalten.

Mit der organisatorischen Vorbereitung und Durchführung der Ausstellung ist der *Verein Deutscher Werkzeugmaschinenfabriken (VDW)* beauftragt worden, der zu diesem Zweck ein General-Kommissariat bildet.

## Eine neue Zentrale wissenschaftlicher und technischer Arbeit

In Zürich wurde die *Laboratorien RCA AG* gegründet, deren Aufgabe es sein wird, in Europa Grundlagenforschung zu treiben und den europäischen Lizenznehmern der *Radio Corporation of America (RCA)* einen neuen Beratungsdienst zu schaffen. Mit diesem Dienst steht dann für Europa eine ähnliche Einrichtung zur Verfügung wie das *Industry Service Laboratory (ISL)* der *RCA* für Amerika.

Die Forschungsabteilung leitet Dr. Albert Rose, ein bekannter Wissenschaftler aus den *RCA*-Laboratorien in Princeton, N.J. Auf dem Programm stehen vor allem experimentelle Arbeiten auf dem Gebiet der Festkörperphysik. Die *RCA* betont, daß Grundlagenforschung die Basis eines jeden technischen Fortschritts ist und daß die industriellen Forschungsanstalten eine ähnliche Verantwortung wie die wissenschaftlichen Institute der Hochschulen haben. Da eine Grundlagenforschung aber nicht nach einem fest vorgeschriebenen Schema betrieben werden kann, ist es zweckmäßig, sie streng von der technischen Entwicklung und der Produktion zu trennen. Für die Fertigung elektronischer Geräte und damit für die gesamte elektronische Industrie sind Forschung und Entwicklung der Grundstein. Im „David Sarnoff Research Center“ in Princeton, N.J., sind mehrere hundert erfahrene Wissenschaftler und Ingenieure mit grundlegenden Studien sowie angewandter Forschung beschäftigt. Darüber hinaus sind viele Wissenschaftler und Ingenieure damit beauftragt, das Band zwischen Forschung, Entwicklung und Produktion recht eng zu knüpfen.

In den letzten Jahren leistete die *RCA* einen erheblichen wissenschaftlichen Beitrag zur Festkörperphysik. Beachtliche Fortschritte konnten in der Erforschung der Halbleiter, der Lumineszenz und der dielektrischen Eigenschaften vieler Stoffe erreicht werden. Eine der Hauptaufgaben der Züricher Laboratorien wird die Untersuchung der elektronischen und optischen Eigenschaften von Isolatoren mit besonderer Berücksichtigung der elektronischen Eigenschaften der Isolatoroberfläche sein. Während die bisherigen Forschungsergebnisse die elektronischen Eigenschaften bestimmter Halbleiter schon weitgehend klären konnten, erfordern die komplizierten Eigenschaften der Isolatoren noch eine eingehendere Untersuchung.

Im *Industry Service Laboratory* arbeitet unter Leitung von Jack Avins, einem führenden Mitarbeiter des *ISL* in New York, ein Stab von erfahre-

nen Ingenieuren. Ihre Hauptaufgabe ist, allen Lizenznehmern der *RCA* technische Informationen über Neuentwicklungen der *RCA* zu geben und sie bei der Lösung spezieller technischer Probleme zu beraten.

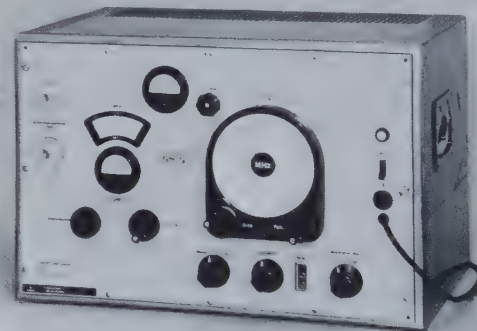
Die *RCA* hofft, mit diesen beiden großzügigen Einrichtungen den Gedankenaustausch zu erleichtern. In diesem Rahmen sind andere Forscher auf dem Gebiet der Elektronik stets gern gesehene Gäste. Dr. E. W. Engstrom, Senior Executive Vice President der *RCA*, sagte in seinem Vortrag „Das menschliche Element in der industriellen Forschung“: „Von allen Aspekten der modernen industriellen Forschung ist der menschliche sicherlich der wichtigste.“

## Wide-Screen Motion Pictures

Die *Society of Motion Pictures and Television Engineers* hat auf Anregung ihres Vizepräsidenten Ralph Hetzel eine kleine Broschüre herausgegeben, die alle seit und nach 1952 eingeführten Projektionsverfahren mit ihren wesentlichen technischen Daten kurz zusammenfaßt. Die interessante Druckschrift enthält technische Angaben über Normal-Tonfilm, Cinerama, CinemaScope, VistaVision, Superscope und Todd-AO.

## Überlagerungs-Frequenzmesser

Auch im Höchstfrequenzgebiet lassen sich Frequenzmessungen mit großer Genauigkeit nach dem Überlagerungsverfahren durchführen. Man beobachtet dabei das Auftreten von Schwebungen bei der Überlagerung der zu messenden Frequenz mit einer Schwingung von fast gleicher Frequenz, die durch Vervielfachung der Frequenz eines quartzesteuerten Röhrensenders erzeugt wird. Für den Bereich 950...3000 MHz hat *Siemens & Halske* den Überlagerungs-Frequenzmesser „3 F 113“ entwickelt. Zur Grobmessung enthält das Gerät einen eingebauten Resonanzfrequenzmesser mit zwei Skalen, eine für die unmittelbare Ablesung der Frequenz



mit 0,5% Unsicherheit und eine zweite mit den Ordnungszahlen, die zur Feinfrequenzmessung benötigt werden. Zur Feinmessung vergleicht man die 10. bis 50. Oberwelle eines hochkonstanten quartzesteuerten Hilfssenders (Frequenzbereich 95...105 MHz) mit der zu messenden Frequenz. Der Schwingkreis des Hilfssenders für die Feinmessung besteht aus einem verlustarmen, temperaturkompensierten Topfkreis mit großer Kapazität, dem ein kleiner Drehkondensator mit linearer Frequenzskala parallel geschaltet ist. Ein Präzisionsantrieb ermöglicht die Einstellung und Ablesung der Frequenz auf  $5 \cdot 10^{-6}$ . Das Meßergebnis ergibt sich als Produkt aus abgelesener Frequenz und der am Resonanzfrequenzmesser abzulesenden Ordnungszahl. Die Frequenz des Hilfssenders läßt sich durch ein Quarzfrequenzraster (Unsicherheit  $5 \cdot 10^{-6}$ ) mit einem Linienabstand von wahlweise 1 oder 0,2 MHz nacheichen.

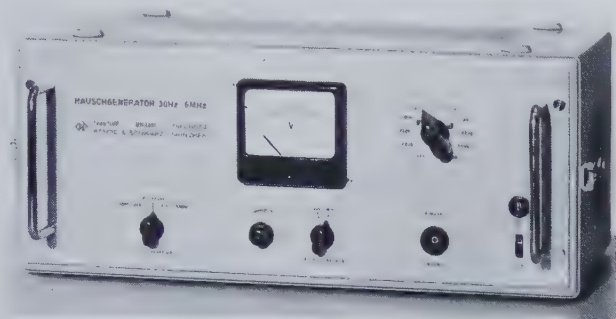
## Breitband-Rauschgenerator

Der Rauschgenerator „SUF“ (BN 4950) von *Rohde & Schwarz*, München, liefert ein auf  $\pm 1$  dB genau frequenzgangkonstantes weißes Rauschen von den tiefsten Hörfrequenzen bis zu den höchsten Video-Modulations-Frequenzen. Der erste Bereich (30 Hz...20 kHz) ist für alle akustischen und elektroakustischen Untersuchungen von großer Wichtigkeit, zumal jederzeit durch Anschluß entsprechender Frequenzfilter aus dem weißen Rauschen ein „farbiges“ Rauschen gemacht werden kann. Der zweite Bereich (30 Hz...600 kHz) ist für Untersuchungen im Trägerfrequenzgebiet gedacht, während der letzte Bereich (30 Hz...6 MHz) für Messungen an Videosystemen dient.

Der Rauschgenerator stellt im Prinzip einen Breitbandverstärker mit eingangsseitig kurzgeschlossenem Gitter dar, dessen Röhrenrauschen ent-



sprechend verstärkt wird. Zur Ausschaltung des Funkeffekts wird ein Rauschband bei  $50 \pm 6$  MHz ausgeblendet, wobei der Frequenzgang über mindestens 12 MHz Breite so eben wie möglich gemacht wird. Nach Mischung mit einer 50-MHz-Oszillatorfrequenz erhält man das niederfrequente Rauschband von 0 bis über  $\pm 6$  MHz, das durch entsprechende

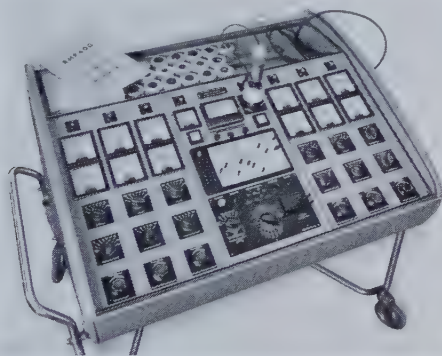


Filter auf die obengenannten drei Werte begrenzt wird. Um bei jeder Betriebsart eine Maximalspannung von rd. 1 V zur Verfügung zu haben, wird der Verstärkungsgrad gleichzeitig mit den Filtern umgeschaltet. Hinter den Filtern ist der geeichte Ausgangsteiler angeordnet, dessen Abschluß ein Katodenverstärker mit 75 Ohm Ausgangswiderstand bildet. Die erdsymmetrische Ausgangsspannung ist mittels des Eichteilers im Bereich von 100 dB in 10-dB-Stufen schaltbar. Beliebige Zwischenwerte lassen sich kontinuierlich einstellen und an dem auf der Frontplatte befindlichen Anzeigeinstrument ablesen.

### Röhrenprüfgeräte

Die Elektronik benötigt für die schnelle Prüfung von Röhren aller Art zuverlässige Prüf- und Meßeinrichtungen. Für orientierende Prüfungen genügen vielfach sogenannte Leistungsprüfer (Heizfadenkontrolle, Prüfung auf Elektrodenschluß bzw. -unterbrechung, Prüfung der Katodenergiebigkeit). Zuverlässiger ist eine Messung der statischen und evtl. auch der dynamischen Betriebsbedingungen, für die eine Vielzahl von Umschalt- und Regelmöglichkeiten erforderlich ist.

Die Firma *Josef Neuberger*, München 25, liefert bereits seit Jahrzehnten zuverlässige und im In- und Ausland bewährte Röhrenprüfgeräte. Der Leistungsprüfer „RP 270/2“ und der statische Röhrenmeßplatz „RPM 370/1“ sind nach modernsten Gesichtspunkten aufgebaute Geräte. Ein Spitzengerät für höchste Ansprüche ist der Röhrenmeßplatz „RMP 400“.



Er ermöglicht mit 14 Meßinstrumenten die gleichzeitige Messung aller Elektrodenströme und -spannungen. Die Heizspannungsquelle ist stetig regelbar, ebenso stehen zwei stetig regelbare negative Gitterspannungen von 0 bis 120 V zur Verfügung. Die Stromversorgung der positiven Elektroden erfolgt über drei getrennte, von 0 bis 1200 V stetig regelbare und stabilisierte Spannungsquellen mit einer Belastbarkeit bis 250 mA. Mit diesem Meßplatz läßt sich auch die dynamische Steilheit messen.

### Neue Trockenbatterien

Ein von der *Burgess Battery Company*, Freeport, Ill. (USA), entwickelter neuer Typ von Trockenbatterien hat gegenüber den bisher bekannten Typen eine um rund 30% größere Kapazität. Die „wafer cell“ besteht aus kleinen Scheibchen eines künstlichen Mangandioxydgemisches, die zwischen winzigen dünnen Zinkscheiben und Kohlelektroden liegen. Der bisherige Kohlestab der Stabbatterien ist durch ein kleines Stückchen Kunstkohle ersetzt worden, und das ganze „sandwich“ ist in eine herme-

tisch verschweißte Kunststoffhülle eingebettet. Löt- oder Schweißverbindungen zwischen den einzelnen Zellen können entfallen, weil ein von *Burgess* entwickeltes leitendes Silberwachs die Verbindung zwischen den Zellen herstellt. Ein Tupfen dieses Wachses auf der positiven und der negativen Seite der Einzelzelle übernimmt die Serienschaltung der Zellen, wenn die geschichtete Säule unter Druck zusammengepreßt wird. Eine 2"-Batterie aus 15 Zellen ergibt so eine 22,5-V-Batterie. Auch Batterien für höhere Spannung lassen sich nach dieser Methode herstellen. Der Typ „U 200“ beispielsweise gibt bei etwa 320 cm<sup>3</sup> Volumen eine Spannung von über 300 V.

Die Fertigung ist vollautomatisiert. Alle Rohstoffe werden in Form von Rollen oder Scheiben in die Maschine eingeführt, und die fertigen Zellen verlassen die Maschine, ohne von Menschenhand berührt zu sein.

### Spannungsstabilisatorröhre 5651

Für bestimmte Spannungs-Stabilisierungsschaltungen, in denen Glühmstrahlen-Stabilisatorröhren an Stelle von elektrischen Zellen hoher Konstanz oder von Normalelementen zur Erzeugung einer Vergleichsspannung verwendet werden, sind häufig Stabilisatorröhren mit im Verhältnis zur Brennspannung besonders niedriger Zündspannung erwünscht.

Der neue *Valvo*-Typ 5651 in Miniaturtechnik hat bei einer maximalen Zündspannung von nur 115 V eine mittlere Brennspannung von 87 V. Bei einem Nennwert für den Querstrom von 2,5 mA hat diese Röhre einen Regelbereich von 1,5...3,5 mA. Mit der extrem hohen Konstanz der Brennspannung von 0,1% ist diese neue Röhre ebenso für die Verwendung als „reference tube“ geeignet wie die *Valvo*-Typen 85 A 2/OG 3. Die Röhre ist gegen den gleichlautenden amerikanischen Typ direkt austauschbar.



Stabilisatorröhre  
Valvo 5651

### Belastbarkeit von Transistoren

Die Belastbarkeit von Transistoren ist innerhalb gewisser Grenzen durch die sich im Kristall einstellende Gleichgewichtstemperatur bei Wärmezufuhr in Form von Joulescher Wärme und Wärmeabfuhr durch Strahlung, Leitung und Konvektion an die Umgebung bestimmt. Der Widerstand  $\alpha$  des Transistors ( $^{\circ}\text{C/W}$ ) ist innerhalb eines gewissen Temperaturbereiches ein nahezu konstanter Faktor, der Einfluß der äußeren Schaltung läßt sich durch einen Faktor  $\lambda$  darstellen. Das Kriterium der Stabilität lautet dabei  $\alpha \cdot \lambda < 1$ . Vom Standpunkt der Stabilität her ist es demnach wünschenswert,  $\alpha$  möglichst klein zu machen, um für die Schaltungen einen größeren Spielraum zu haben.

Um diesem Wunsch entgegenzukommen, liefert *Valvo* in Zukunft den Transistor OC 72 mit einer fest aufgebrachten Schelle (15 x 20 mm, Loch 3,5 mm  $\varnothing$ ), die an einer geeigneten Stelle, z. B. im Chassis, befestigt werden kann. Eine Änderung der bisherigen Grenzwerte bezüglich der Ströme und Spannungen ist durch diese Maßnahme nicht beabsichtigt. Daneben ist der OC 72 auf Wunsch auch in der bisherigen Ausführung lieferbar, um für Anwendungsbereiche, bei denen die Stabilisationsfrage nicht kritisch ist, die konstruktiven Möglichkeiten durch die dann überflüssige Schelle nicht einzuzengen.

### Fernseh-Bildröhren aus Ulm

Der vor einem Jahr begonnene Neubau des *Telefunken*-Bildröhrenwerkes in Ulm konnte jetzt in Betrieb genommen werden. Das mit modernen Hochleistungsautomaten ausgerüstete Werk kann seine Monatsleistung bis auf 50000 Bildröhren steigern.

### E 180 F — Rote Reihe

Die steile Breitbandverstärkerröhre E 180 F war bisher im Rahmen der *Valvo*-Farbserie in der Gelben Reihe enthalten. Da die Vibrations- und Stoßfestigkeit dieser Röhre bei Einordnung in diese Reihe nicht recht zum Ausdruck kommt und um die Einsatzmöglichkeit der E 180 F in Anlagen der industriellen Elektronik auch in der Farbkennzeichnung zu berücksichtigen, ist diese Röhre mit sofortiger Wirkung in die Rote Reihe übernommen worden. Damit ist die Verwendung der E 180 F als Weitverkehrsröhre in Nachrichtenanlagen keineswegs ausgeschlossen.

### Preissenkung für Senderöhre TBL 2/300

Mit Wirkung vom 1. März 1956 senkt *Valvo* den Preis für die UKW- und Dezimeter-Senderöhre TBL 2/300 auf 410,— DM (brutto). Die Röhre hat eine Anodenverlustleistung von 300 W und arbeitet mit Druckluftkühlung. Sie findet Verwendung in Industriegeneratoren und in Sendern im Fernsehband IV und V.



## Die Anodynöhre<sup>1)</sup>

Eine neue, zunächst allerdings nur in Versuchsausführungen vorliegende und mit dem Namen „Anodyn“ bezeichnete Verstärkerröhre bietet die Möglichkeit, eine A-Verstärkung mit einem Anodenruhestrom der Größe Null durchzuführen und die Steilheit der Verstärkungskennlinie ohne Änderung dieses Anodenruhestromes kontinuierlich innerhalb weiter Grenzen zu variieren, wobei die Kennlinie um den Nullpunkt des Anodenstromes gekippt wird. Durch diese Eigenschaften ergeben sich zahlreiche Anwendungsgebiete für die Anodynöhre, auf denen sie sehr viel vorteilhafter als alle bisherigen Verstärkerröhren arbeitet.

Die Anodynöhre hat einen gebündelten Elektronenstrahl endlicher Querschnittsfläche und trifft mit diesem endlichen Querschnitt so auf zwei quer zur Strahlrichtung nebeneinanderliegende ebene Ausgangselektroden, daß in der Ruhelage des Strahles genau gleich große Querschnittshälften des Strahles auf jede dieser beiden Elektroden fallen. Eine dieser Elektroden

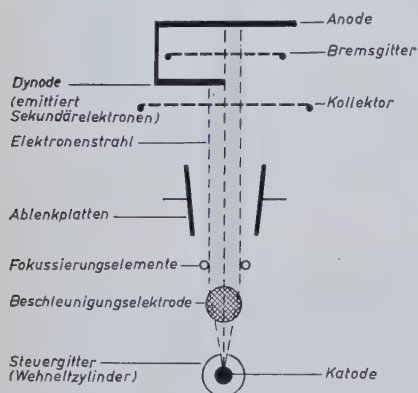
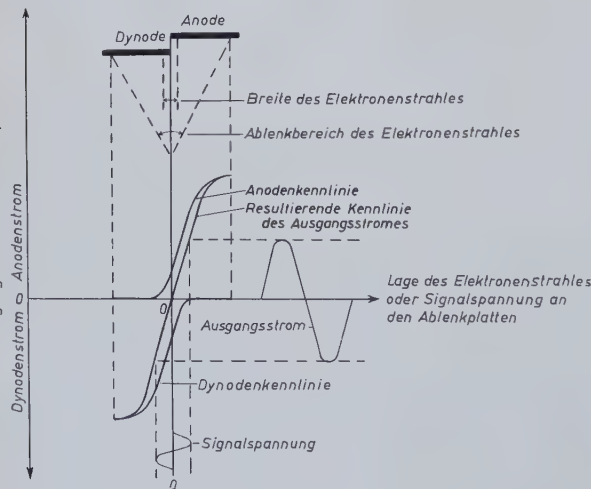


Abb. 1.  
Der Elektrodenaufbau  
der Anodynöhre (sche-  
matische Darstellung)

Abb. 2 (unten).  
Entstehung der Ver-  
stärkungskennlinie der  
Anodynöhre, die den  
Ausgangsstrom als Funk-  
tion der Signalspannung  
an den Ablenkplatten  
der Röhre wiedergibt



ist eine normale Anode, während die zweite Elektrode, die sogenannte Dynode, mit einer besonderen, Sekundärelektronen emittierenden Schicht überzogen ist, so daß sie beim Aufprall der Primärelektronen des Strahles Sekundärelektronen aussendet. Die Dynode ist so ausgebildet, daß sie einen Sekundäremissionsfaktor der Größe zwei hat, also im Mittel für jedes auftreffende Primärelektron zwei Sekundärelektronen abgibt; dadurch erhält die Dynode eine zur Kennlinie der Anode spiegelbildlich gleiche Kennlinie. Anode und Dynode sind parallel geschaltet, so daß deren entgegengesetzt gerichtete Ströme in der Ruhelage des Elektronenstrahles gleich groß sind und sich gegenseitig aufheben, der Ausgangsstrom also verschwindet. Die Steuerung der Anodynöhre durch die zu verstärkende Signalspannung erfolgt über ein Ablenkplattenpaar, das den Elektronenstrahl so im Takte der Signalspannung seitlich über Anode und Dynode ablenkt, daß das Verhältnis seiner auf die Dynode und auf die Anode tref-

fenden Querschnittsflächen im gleichen Takte und Maße schwankt und ein Ausgangswechselstrom mit dem Nullpunkt als Arbeitspunkt entsteht. Aufbau und Arbeitsweise der Anodynöhre lernt man am schnellsten aus der Abb. 1 kennen, in der der Aufbau des Elektrodensystems der neuen Röhre schematisch dargestellt ist. Ein Elektronenstrahlerzeugungssystem üblicher Art ist von einer Steuerelektrode umgeben, die einem Wehneltzylinder ähnlich ist und eine Intensitätssteuerung des Elektronenstrahles gestattet. Eine Beschleunigungselektrode und Fokussierungselemente vervollständigen die Elektronenkanone; es folgen dann die Ablenkplatten zur Querablenkung des Elektronenstrahles durch die Signalspannung, und schließlich trifft der Elektronenstrahl in der erwähnten Weise teils auf die Anode und teils auf die Dynode, die mit Abstand so vor der Anode angeordnet ist, daß sie diese teilweise abdeckt und, wenn keine Spannungsdifferenz zwischen den beiden Ablenkplatten vorhanden ist, die Hälfte des Elektronenstrahles abfängt. Ein Bremsgitter zwischen Anode und Dynode nimmt etwa von der Anode emittierte Sekundärelektronen auf, während ein Kollektorgitter vor Dynode und Anode gleichzeitig als Kollektor für die von der Dynode emittierten Sekundärelektronen wie auch als Beschleuniger für den primären Elektronenstrahl wirkt. Anode und Dynode sind innerhalb des Röhrenkolbens elektrisch miteinander verbunden.

Aus Abb. 2 geht hervor, wie die Verstärkungskennlinie der Anodynöhre entsteht; die Kennlinie gibt die Abhängigkeit des Ausgangsstromes, also der Summe des Anoden- und Dynodenstromes, von der Steuerspannung an den Ablenkplatten wieder. In Abb. 2 ist auch zu sehen, wie sich der Anodenstrom einerseits und der Dynodenstrom andererseits mit dem Ablenkwinkel des Elektronenstrahles ändert. Ist der Sekundäremissionsfaktor der Dynode voraussetzungsgemäß genau gleich zwei, so erhält man für Anodenstrom und Dynodenstrom zwei zum Nullpunkt symmetrische Kurven; durch Summierung der einzelnen Kurvenwerte erhält man dann die resultierende Kennlinie des Ausgangsstromes. Man findet hier eine gewisse Ähnlichkeit mit dem Gegentaktpinzipp, nur daß bei der Anodynöhre die Ruhestrome der beiden Gegentaktsysteme sich innerhalb des Röhrenkolbens gegenseitig kompensieren und nicht nach außen in Erscheinung treten.

Bei der Anodynöhre tritt im Ruhezustand naturgemäß eine Anodenverlustleistung nicht auf; diese Tatsache und die nahezu beliebige starke Regelbarkeit der Steilheit ihrer Ausgangsstromkennlinie mittels der die Strahlintensität beeinflussenden Steuerelektrode bedingen die typischen Eigenarten und Vorteile der neuen Röhre. Wie die Ausgangsstromkennlinie durch eine Regelspannung an der Steuerelektrode um den Null- bzw. Symmetriepunkt geschwenkt werden kann, zeigt Abb. 3. Die Steilheit wird dabei verändert, ohne daß der Ausgangsruhestrom den Wert Null verläßt. Dadurch bietet die Anodynöhre als regelbarer Verstärker mehr Vorzüge als etwa eine übliche Regelpentode. Bei einer Änderung der Steilheit ändert sich der Ruhestrom nicht wie bei der Regelpentode, außerdem braucht die Kennlinie nicht gekrümmt zu sein, sondern kann so geradlinig wie nur möglich gemacht werden, so daß sich größere Signalamplituden verzerrungsfrei verarbeiten lassen und der Regelbereich größer ist.

Hier drängen sich sofort zwei weitere Anwendungsgebiete für die Anodynöhre auf, nämlich ihr Betrieb als multiplikative Mischstufe und ihre Verwendung als gleichstromfreie Modulations- oder Schältröhre. Für den zwei-

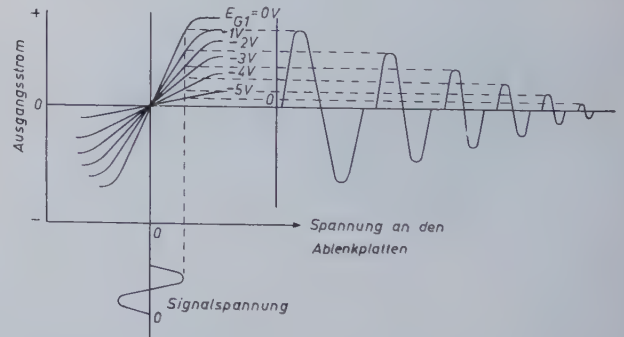


Abb. 3. Die geradlinige Ver-  
stärkungskennlinie kann durch eine  
Regelspannung an der die  
Strahlstromstärke beeinflussen-  
den Steuerelektrode um ihren  
Nullpunkt gekippt werden, ohne  
daß der Ausgangsruhestrom  
von dem Wert Null abweicht

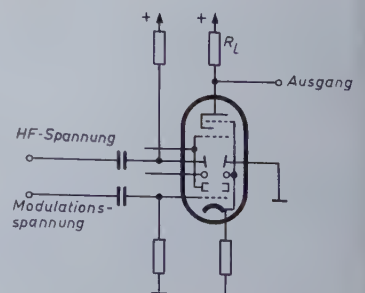


Abb. 4. Die Schaltung der Anodynöhre für Verwendung als  
Modulations- oder Schältröhre

<sup>1)</sup> Wolkstein, H. J., u. Kaiser, A. W.: Anode-Dynode Beam Deflection Amplifier. Electronics Bd. 28 (1955) Nr. 8, S. 132—136



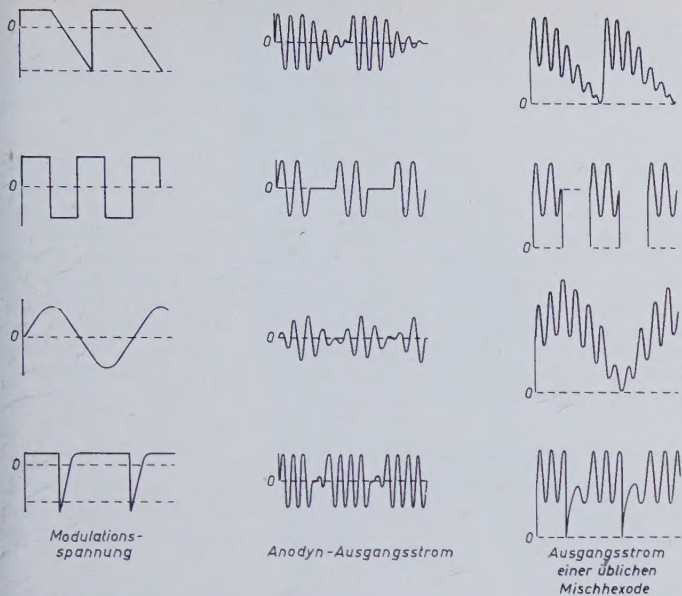


Abb. 5.  
Die modulierten Ausgangsströme einer Anodynröhre (Mitte) und einer Mischhexode (rechts) bei verschiedenen Modulations- bzw. Schaltspannungen (links)

ten Fall ist die Schaltung der Anodynröhre in Abb. 4 schematisch angedeutet. Außerordentlich aufschlußreich ist ein Vergleich der Wirkungsweise dieser Schaltung mit der einer üblichen, für den gleichen Zweck geschalteten Mischhexode, wie er in Abb. 5 durchgeführt ist. Dort sind in der ersten Spalte vier verschiedene Modulations- bzw. Schaltspannungen aufgezeichnet, während die durch diese Spannungen modulierten Hochfrequenzspannungen am Ausgang der Anodynröhre in der zweiten, die an der Anode der Mischhexode in der dritten Spalte wiedergegeben sind. Man erkennt die Überlegenheit der Anodynröhre, weil ihr hochfrequenter Ausgangsstrom

keine Gleichstromkomponente enthält und mit seinen Konturen ein genaues Abbild der Modulations- bzw. Schaltspannung ist.  
Erwähnenswert ist auch die Möglichkeit, die Anodynröhre als Differentialverstärker oder als Phasenmesser zu benutzen. In diesem Falle werden nach Abb. 6 die beiden zu vergleichenden Signalspannungen an je eine der zwei Ablenkplatten gelegt, so daß zwischen den Platten nur die Differenz der Signalspannungen wirksam wird. Sind die Signalspannungen hinsichtlich Amplitude, Frequenz und Phase gleich, so muß der Ausgangsstrom verschwinden; eine gegenseitige Phasenverschiebung hat einen mit dem Phasenwinkel bis 180° zunehmenden Ausgangsstrom zur Folge. Allgemein gesprochen, ist der Ausgangsstrom der Differenz der beiden Signalspannungen an den Ablenkplatten proportional.  
Auch zur Konstanthaltung von Netz- und Betriebsspannungen ist die Anodynröhre gut geeignet; eine diesem Zweck dienende Schaltung ist in der Originalarbeit angegeben und erläutert. Zu erwähnen wäre noch, daß sich mit der Anodynröhre negative Steilheiten und negative Widerstände verwirklichen lassen. Damit hätte man aber ein neuartiges Hilfsmittel für den Entwurf von Multivibratoren, Flip-Flop-Schaltungen, Zählern, Oszillatoren und harmonischen Generatoren in der Hand. Fgs.

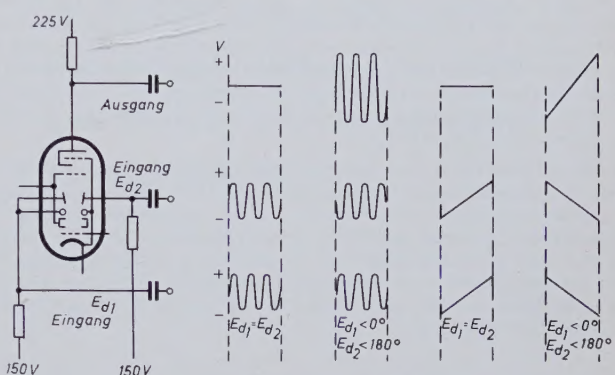
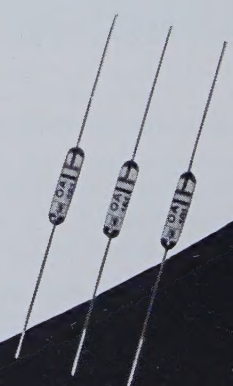


Abb. 6. Schaltung sowie Ausgangsströme eines mit der Anodynröhre aufgebauten Differentialverstärkers für verschiedene Signalspannungen

# TELEFUNKEN RÖHREN

für Rundfunk- und Fernseh-Empfänger sind zuverlässig und von hoher Präzision. Sie vereinen in sich alle technischen Vorzüge, die TELEFUNKEN in einer mehr als 50jährigen, steten Fortentwicklung erarbeitet hat.



# TELEFUNKEN

ROHRENVERTRIEB ULM · ROHRENVERTRIEB BERLIN



## Elektronenröhren in der Impulstechnik

Von A. Neeteson. Eindhoven 1955, Philips' Technische Bibliothek. 173 S. m. 145 Abb. Preis in Ganzleinen geb. 15,— DM.

Die Impulstechnik konnte sich neben den „klassischen“ Anwendungen in der Fernseh- und Radartechnik in den letzten Jahren immer weitere Gebiete erobern. In der Nachrichtentechnik, der industriellen Steuerungs- und Regelungstechnik, den elektronischen Rechenmaschinen und der Elektromedizin spielt sie heute eine entscheidende Rolle. Elektronenröhren sind neben Halbleitern heute die wichtigsten Bauelemente der Impulstechnik. Das jetzt in einer von R. Kretzmann besorgten Übersetzung aus dem Englischen vorliegende, gut ausgestattete Buch entwickelt verschiedene Methoden zur Analyse von Röhrenschaltungen unter dem Einfluß von impulsförmigen Signalen. Die bei Schaltvorgängen in Netzwerken auftretenden Vorgänge, einige Prinzipien der Operatorenrechnung und die eingehende Behandlung der Röhre als Schalter bilden die Grundlage für die Untersuchung der Verhältnisse im Gitter- und Anodenkreis von Trioden und Pentoden. Den Abschluß (92 Seiten) bildet die eingehende Darstellung der grundlegenden Schaltungen der Impulstechnik und ihrer wichtigsten Modifikationen: des monostabilen, des bistabilen und des astabilen Multivibrators.

Für den auf dem Gebiet der Impulstechnik arbeitenden Ingenieur ist das Werk eine ausgezeichnete Unterstützung; dem Studierenden gibt es die notwendige Abrundung seines Wissens von der Hochfrequenztechnik. Der mathematische Aufwand geht dabei erfreulicherweise nicht über das hinaus, was man bei einem Ingenieur als geläufig voraussetzen kann. Für jeden auf dem Gebiet der Impulstechnik arbeitenden Ingenieur wird deshalb dieses Buch bald zum unentbehrlichen und immer wieder gern zu Rate gezogenen Helfer werden. —th

## Übersicht über die theoretische Elektrotechnik.

### Teil I: Die physikalisch-mathematischen Grundlagen

Von A. von Weiß, Füssen 1954, C. F. Winter'sche Verlagshandlung. XVI, 408 S. m. 237 Abb. u. 4 Tafeln. Preis kart. 29,80 DM, in Ganzleinen geb. 33,60 DM.

Dem in Forschung und Entwicklung tätigen Elektroingenieur ein Nachschlagewerk und dem Studierenden an Technischen Hochschulen ein Repetitorium in die Hand zu geben, ist Zweck der vorliegenden Neuerscheinung. Sie kann in diesem Sinne als Fortsetzung des vom selben Verfasser stammenden Buches „Übersicht über die allgemeine Elektrotechnik“ gewertet werden. In fünf Abschnitten (Einführende Grundlagen und Betrachtungen — Das elektrische Feld — Das stationäre und quasi-stationäre elektromagnetische Feld — Vierpol- und Leitungstheorie — Rasch veränderliche Felder) sind in übersichtlicher Form und kurzer, aber prägnanter Sprache die Methoden und gebräuchlichsten Mittel der Mathematik sowie die notwendigen physikalischen Grundlagen zusammengestellt. Da dieses Buch sich aber auch an den technischen Nachwuchs wendet, wäre es wünschenswert, die Schreibweise mathematischer Formeln enger an die Normen anzulehnen, um gerade diesem Leserkreis das so notwendige Gefühl für normgerechte Schreibweise zu vermitteln. Obwohl das Studium weiterer Literatur für Spezialfragen der Technik, z. B. für Höchstfrequenztechnik, nicht immer zu umgehen ist, kann das gut ausgestattete Buch als Repetitorium und Nachschlagewerk empfohlen werden. —th

## Nachrichtentechnische Fachberichte

Halbleiterdioden und Transistoren. Beiheft 1/1955 der FTZ. 44 S. Preis brosch. 3,60 DM.

Rauschen. Beiheft 2/1955 der NTZ. 126 S. Preis brosch. 6,— DM. Braunschweig 1955, Verlag F. Vieweg & Sohn.

Die Beihefte der FTZ (jetzt NTZ), deren Herausgabe der Vorstand der NTG anregte, enthalten die wichtigsten Vorträge bedeutender Tagungen. Obwohl in Schreibmaschinenschrift und mit teilweise handschriftlich eingesetzten Formelzeichen im Offsetverfahren gedruckt, um ein schnelles Erscheinen und einen günstigen Preis zu ermöglichen, werden nicht nur die Teilnehmer an diesen Tagungen, sondern auch zahlreiche Fachkollegen die Herausgabe dieser Beihefte lebhaft begrüßen, weil sie Kurzberichte und eigene Notizen wertvoll ergänzen und das Durcharbeiten des auf den Tagungen gebotenen Stoffes erleichtern. Beiheft 1 enthält Aufsätze von Vortragenden auf der Halbleiter-Tagung des Verbandes Physikalischer Gesellschaften, Beiheft 2 die Vorträge der Fachtagung „Rauschen“ im April 1955 in München. —o—

## Ultraschall

Ein universeller Wegweiser zur Internationalen Buch- und Zeitschriftenliteratur der Jahre 1950—1954 und zur Lehre, Forschung, Fertigung und Organisation des Fachgebietes. München 1955, Verlag Dokumentationen der Technik. 219 S. Preis 48,— DM.

Die in Loseblatt-Form vorgelegte Zusammenstellung von Schrifttum, Forschungsstätten und Autoren enthält zweifellos viel brauchbares Material. Wenn die Herausgeber bei der Auswahl der Titel noch etwas mehr auf den Informationswert für den Fachmann achten und die Liste der Institute und Autoren etwas vervollständigen würden, könnte man diese in der Grundidee zweckmäßig angelegte Sammlung als ein wertvolles Arbeitsmittel für alle diejenigen bezeichnen, die in Forschung, Entwicklung, Anwendung oder Studium mit dem Ultraschall zu tun haben, zumal durch jährlich erscheinende Ergänzungsbände und die Möglichkeit des Abonnements monatlich gelieferter Neuerscheinungslisten für einen hohen Aktualitätswert gesorgt wird. W.

## Conversion Factors and Tables

Von O. T. Zimmermann und Irvin Lavine. Second Edition, Dover, New Hampshire 1955, Industrial Research Service Inc. Auslieferung in Deutschland: Carl Heymanns Verlag KG, Köln. 501 S. Preis in Leinen geb. 31,50 DM.

In diesem kleinen Handbuch sind alle für physikalisch-technische Arbeiten wichtigen Maßeinheiten hinsichtlich ihrer zahlenmäßigen gegenseitigen Beziehungen und hinsichtlich der Beziehung zu nichtmetrischen Maßeinheiten fast aller Kulturländer übersichtlich zusammengestellt. Die Umrechnungsfaktoren sind fast durchweg auf sechs Stellen genau angegeben. Tabellen der physikalischen Konstanten, Währungsumrechnungstabellen, Farbskalen, Härteskalen, Draht- und Blechnormalien sind auch dem Elektrotechniker sicher häufig willkommene Arbeitshilfen.

Denjenigen Elektrotechnikern und Elektronikern, die viel mit ausländischem Schrifttum oder Auslandskorrespondenz zu tun haben, dürfte dieses Handbuch, insbesondere bei der Umrechnung ausländischer Maßangaben auf metrische, wertvolle Unterstützung bieten. W.

## Brans Röhren-VADE-MECUM

Bd. 2, Austauschröhren. 331 S. Preis kart. 16,80 DM.

Bd. 3, Fernseh-Röhren einschl. Spezialröhren. 244 S. m. 443 Sockel-Schaltbildern. Preis kart. 19,50 DM.

P. H. Brans, Ltd., Antwerpen. Generalvertrieb für Deutschland und Österreich: Franckh'sche Verlagshandlung Stuttgart.

Die 10. Ausgabe des 2. Bandes und die 11. Ausgabe des 3. Bandes sind in der bewährten Anordnung und Zusammenstellung wiederum wertvolle Nachschlagewerke für jeden Ingenieur und Techniker, der im Labor oder in der Werkstatt die wichtigsten Röhrendaten nachzuschlagen wünscht oder beispielsweise für ausländische Röhrentypen Äquivalenztypen sucht. Band 3 bringt außer den Daten von Bild-, Farb-, Kamera- und Oszillografenröhren auch reiches Zahlenmaterial über Halbleiter-Dioden, Transistoren, gasgefüllte Röhren, Röhren für die dm- und cm-Technik, Geiger-Müller-Zähler und Sonderröhren (Bildwandler, Phasitron usw.). r.

## UKW-Fernempfangsbeobachtungen

Ihre Bedeutung für Meteorologie und Funktechnik

Von L. Klinker. Berlin 1955, Akademie-Verlag. 67 S. m. 36 Abb. Format DIN A 4. Preis brosch. 12,50 DM.

Im ersten Teil findet der Leser die wichtigsten theoretischen Grundlagen für die Erklärung der Ausbreitung von UKW-Wellen jenseits des optischen Horizonts. Für Relativmessungen bei meteorologischen Untersuchungen werden die bekannten Ausbreitungsformeln umgeformt, und das Problem der partiellen Reflexionen an Inversionsschichten und das der Streuprozesse an Turbulenzelementen der Atmosphäre wird skizziert. Die Analyse von UKW-Ausbreitungsbeobachtungen bei charakteristischen Wetterlagen und ein Beitrag zu den kurzzeitigen Feldstärkeschwankungen im 3-m-Band außerhalb der optischen Sicht beschließen den ersten Teil. Im zweiten Teil findet man Ausführungen zur UKW-Klimatologie im mitteleuropäischen Raum und einige Hinweise auf die möglich erscheinende technische Ausnutzung des UKW-Fernempfangs.

Die enge Verbindung von meteorologischen Bedingungen und Ausbreitungsbedingungen im UKW-Bereich gibt dieser Schrift ihre besondere Bedeutung sowohl für den Meteorologen als auch für den Hochfrequenz-Ingenieur, der an Ausbreitungsfragen im UKW-Bereich interessiert ist. Rö.

Alle vorstehend besprochenen Bücher können durch HELIOS Buchhandlung und Antiquariat GmbH, Berlin-Borsigwalde, bezogen werden.



## Anziehend für alle

am Fortschritt der Elektrotechnik  
interessierten Besucher sind die

### 4 BBC - Stände

auf der Industriemesse Hannover.  
Zeigen sie doch einen Querschnitt durch  
das Schaffen eines Weltunternehmens,  
das bereits seit Anfang dieses Jahrhun-  
derts Anlagen, Maschinen und Geräte  
zur Erzeugung, Verteilung und Anwen-  
dung der Elektrizität baut.



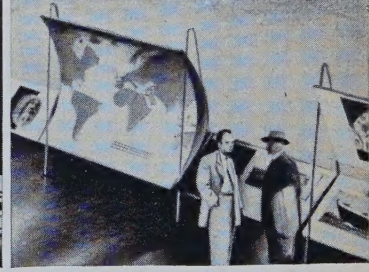
Halle 10, Stand 854  
Elektro-Haushaltgeräte



Freigelände „Betonschwinge“  
Schaltanlagen, Motoren . . .



Halle 9, Stand 600/700  
Haupt- und Informationsstand



Halle 3, Stand 206/306  
Abgas-Turbolader

# BBC

BROWN, BOVERI & CIE. AG., MANNHEIM

32624





## Zur Signalverfolgung

und zum Beobachten des Ablaufs elektrischer Vorgänge ist heute ein kleiner Elektronenstrahl-Oszillograph ebenso wichtig wie ein Multizet zum Anzeigen von Meßgrößen. Der neue

# OSCILLARZET

für Nieder- und Hochfrequenz bis 5 MHz ist besonders handlich und preiswert.

Druckschriften durch unsere Zweigniederlassungen

SIEMENS & HALSKE AKTIENGESELLSCHAFT  
WERNERWERK FÜR MESSTECHNIK

## AUS DEM INHALT

### APRILHEFT 1956

Band 10 (1956) Heft 4, Seiten 85—124

|   |     |
|---|-----|
| F. Hacks: Kommerzielle KW-Empfangsanlagen mit Breitbandverstärkern .....  | 87  |
| In memoriam H. BARKHAUSEN .....   | 90  |
| W. Meyer-Eppler: Verzögerte Rückkopplung als Mittel der Stimmforschung .....  | 91  |
| H. Krautkrämer: Elektronische Hilfsgeräte bei der Ultraschall-Werkstoffprüfung .....                                  | 94  |
| W. Ullmann: Elektro-erosive Metallbearbeitung .....   | 96  |
| Wobbelsender für die Fernsehtechnik .....   | 98  |
| H. Nottebohm: Meßmethoden für nichtlineare Netzwerke .....  | 99  |
| J. Wolf: Bemerkungen zu einem Farbfernsehsystem mit zwei amplitudenmodulierten Trägern .....                          | 101 |
| Persönliches .....  | 104 |
| G. Weitner: Elektronischer Modellregelkreis .....   | 105 |
| R. Tonndorf: Englische Aussprache mathematischer Formeln .....  | 107 |
| H. O. Lamey: Der IBM-Magnettrommelrechner Typ »650« und seine Anwendung in Wirtschaft, Wissenschaft und Technik ..... | 112 |
| Messen · Ausstellungen  |     |
| Industrielle Elektronik in Leipzig .....  | 114 |
| Salon de la Pièce Détachée 1956 Paris .....   | 116 |
| Aus Industrie und Technik .....   | 118 |
| Referate  |     |
| Die Abhängigkeit nichtlinearer Verzerrungen von der Gegenkopplung .....   | 121 |
| Neue Bücher .....   | 124 |

### Beilagen

Inhaltskartei · Zeitschriftenauslese · Patentschau

Zeichnungen vom Atelier der ELEKTRONISCHEN RUNDSCHAU  
nach Angaben der Verfasser

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH, Berlin-Borsigwalde, Eichborndamm 141-167. Telefonanschluß: Sammelnummer 49 23 31. Chefredakteur: Wilhelm Roth, Stellvertreter: Albert Jänicke, Anzeigenleitung: Walter Bartsch, sämtlich Berlin. Nach dem Pressegesetz in Österreich verantwortlich: Dr. W. Rob, Wien XIII, Hietzing, Trauttmansdorffgasse 3a. Postscheckkonto ELEKTRONISCHE RUNDSCHAU: Berlin, PSchA Berlin West Nr. 28 54. Bestellungen beim Verlag, bei der Post und beim Buch- und Zeitschriftenhandel. ELEKTRONISCHE RUNDSCHAU erscheint monatlich. Der Nachdruck von Beiträgen ist nicht gestattet. Die ELEKTRONISCHE RUNDSCHAU darf nicht in Lesezirkel aufgenommen werden. Druck: Druckhaus Tempelhof, Berlin. Preis bei Postbezug im Inland monatlich DM 3,05 zuzüglich 3 Pfg. Zustellgebühr